



HAL
open science

Interférométrie PISTIL pour le diagnostic de la combinaison cohérente de sources laser fibrées

Bastien Rouzé

► **To cite this version:**

Bastien Rouzé. Interférométrie PISTIL pour le diagnostic de la combinaison cohérente de sources laser fibrées. Optique [physics.optics]. Université Paris-Saclay, 2021. Français. NNT : 2021UPASP112 . tel-03619293

HAL Id: tel-03619293

<https://theses.hal.science/tel-03619293>

Submitted on 25 Mar 2022

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Interférométrie PISTIL pour le diagnostic de la combinaison cohérente de sources laser fibrées

PISTIL interferometry for the diagnosis
of coherent beam combining of fiber lasers

Thèse de doctorat de l'université Paris-Saclay

École doctorale n° 572, Ondes et Matières (EDOM)
Spécialité de doctorat: Physique
Unité de recherche: Université Paris-Saclay, ONERA, Optique et
techniques associées, 91123, Palaiseau, France
Réfèrent: : Faculté des sciences d'Orsay

**Thèse présentée et soutenue à Palaiseau,
le 30 novembre 2021, par**

Bastien ROUZÉ

Composition du jury:

Frédéric Druon Directeur de recherche, CNRS, IOGS Université Paris-Saclay	Président
Vincent Kermène Directeur de recherche, CNRS, Université Limoges	Rapporteur & Examineur
Pascal Picart Professeur, ENSIM, Le Mans Université	Rapporteur & Examineur
Marie Antier-Murgey Ingénieure, Thales	Examinatrice
Frédéric Zamkotsian Directeur de recherche, CNRS, LAM, Aix-Marseille Université	Examineur
Cindy Bellanger Ingénieure, Onera, Université Paris-Saclay	Examinatrice

Direction de la thèse:

Jérôme Primot Directeur de recherche, Onera Université Paris-Saclay	Directeur de thèse
--	--------------------

Interférométrie PISTIL pour le diagnostic de la combinaison cohérente de sources laser fibrées

Bastien Rouzé

2021

ONERA



THE FRENCH AEROSPACE LAB

Remerciements

Remerciements spéciaux à l'ONERA pour le financement de cette thèse, à l'EDOM de l'Université Paris-Saclay pour le cadre administratif, ainsi qu'à l'IOGS dans lequel j'ai pu exercer le métier d'enseignant.

La thèse est terminée. Pendant ces trois ans, mon directeur de thèse Jérôme Primot et mon encadrante Cindy Bellanger m'ont accompagné dans le développement scientifique et technique du sujet de recherche qu'est l'interférométrie PISTIL. Je tiens à les remercier sincèrement pour m'avoir intégré dans ce projet, et pour m'avoir donné toutes les clefs de la réussite, dont principalement la totale autonomie qui m'a été accordée. Il n'existe pas de mot pour exprimer l'immensité de ma gratitude alors j'écris pudiquement : merci de votre confiance.

Je remercie mon jury de thèse pour avoir autorisé la présentation de mes travaux de recherche. Je suis reconnaissant envers Vincent Kermène et à Pascal Picart d'avoir accepté de rapporter mon manuscrit, et aussi envers Marie Antier-Murgey, Frédéric Zamkotsian, et enfin Frédéric Druon, pour avoir endossé les rôles d'examineurs et de président du jury lors de l'ultime exercice. J'ai également apprécié la présence du soutien en présentiel et en vidéoconférence, donc un grand merci aux personnes qui ont assisté à la soutenance.

Je remercie ensuite toute l'équipe DOTA-CIO pour m'avoir accueilli, notamment Julien Jaeck notre chef d'unité et Alain Kattinig pour les nombreux échanges que nous avons pu avoir et qui m'ont fait avancer dans mes travaux. Merci aussi à Michel et Marc pour les soutiens en électronique (lors d'une panne de miroir...) et informatique. Merci enfin à Isabelle pour de nombreux coups de main administratifs, dont le dernier en date est la réservation de la salle de soutenance!

Cette thèse est le fruit de trois grandes collaborations, qu'il me sied de rendre grâce comme il se doit. En premier, merci aux experts marseillais Frédéric Zamkotsian et Patrick Lanzoni du LAM pour m'avoir tout d'abord donné un coup de main quand mon premier miroir déformable a cessé de vivre, puis ensuite de m'en avoir prêté un en toute confiance, et enfin pour avoir noué avec notre équipe PISTIL et plus largement aujourd'hui CIO de très solides relations. J'étais enchanté de te voir Frédéric à la soutenance. Nous avons pu casser la corrélation invitation-confinement. En second, merci à l'équipe DOTA-SLS (François, Tomline, Julien, Béa, Agnès, ...) et plus particulièrement au groupe projet LASBE (Hermance, Laurent, Anasthase, Anne, Pierre, Didier, Christophe) pour m'avoir accepté dans ce dernier et m'avoir donné l'opportunité de réaliser une première manip' de terrain. Cette collaboration humaine et scientifique a atteint un beau sommet puisqu'elle nous

a permis de produire une publication scientifique complète et nous emmène déjà sur de nouveaux horizons. Enfin, merci à l'équipe XCAN du LULI (Ihsan, Séverine, Matthieu, Jean-Christophe) de m'avoir accueilli plusieurs fois sur le banc laser CBC éponyme. Cette dernière application, dans l'ordre chronologique, est définitivement celle qui nous amena à conclure que la technologie PISTIL avait atteint le cap décisif de démonstrateur opérationnel. J'ai été peut-être un peu débordé par le nombre incroyable d'informations à traiter, mais je conserve la volonté de parachever notre ultime production scientifique issue de cette thèse!

Je tire ma révérence aux doctorants qui m'ont accompagné au front, dont certains sont devenus docteurs au moment où j'écris ces lignes, et d'autres ont décidé de suivre une voie différente avec tous les honneurs : Maxence (Le M., respectable co-bureau), Edouard (Ed.), Vignesh (Le V. de Manosque), Louis (partenaire sportif), Adrien (Grippli avare), Georges (Tatakae), Nathan (Le N., doomed), Rodwane (Enawdor), Pier-Henri (PH), Maxime (CristalECM), Julien (JSLS), Simon (Musicos), Alann (Mr. Maths), Pierre (Le nouveau 3A), Émile (Entrepreneur), Joris (aux mille desserts), Anthony (Le nouveau co-bureau!) et Thomas mon successeur. Je passe aussi le bonjour aux doctorants du J3.

A moi-même : il faut aller de l'avant, quoiqu'il en coûte.

Sommaire

Table des figures	xv
Liste des tableaux	xvii
Glossaire	xxiv
Aspiration	1
1 Combinaison cohérente active de sources laser fibrées :	
État de l'art et réflexion sur les problématiques de ces nouveaux systèmes	3
1.1 Principaux concepts	4
1.1.1 Technique de combinaison cohérente d'un arrangement spatial de sources laser fibrées élémentaires	4
1.1.2 Mise en forme du faisceau combiné	7
1.1.3 Architecture typique d'un système laser à combinaison cohérente active de sources élémentaires fibrées	9
1.1.4 Mise en phase du faisceau combiné	11
1.1.5 Contrôle-commande des phases des faisceaux élémentaires	15
1.2 État de l'art des systèmes laser à combinaison cohérente	18
1.3 La nécessité d'un outil de diagnostic des surfaces d'ondes segmentées générées par la pupille laser	22
1.3.1 Critères de qualification d'un laser CBC	22
1.3.2 Objectif de la thèse	23
1.3.3 Instruments de mesure adaptés et candidats	24
1.4 Conclusion et ambition de cette thèse	30
2 Interférométrie PISTIL : Mesure des phases d'une surface d'onde segmentée issue d'un réseau de fibres laser	33
2.1 Modélisations de la propagation du champ proche d'un laser à combinaison cohérente au travers de l'interféromètre PISTIL	34
2.1.1 Principe de propagation géométrique des faisceaux dans l'interféromètre PISTIL	35
2.1.2 Limites du modèle	40
2.1.3 Principe d'imagerie d'un pistilogramme géométrique virtuel	44
2.1.4 Dimensionnement de l'interféromètre PISTIL : l'inéquation du pistilogramme	46
2.1.5 Propriétés de l'interféromètre et du pistilogramme	47
2.1.6 Conclusion	54

2.2	Traitements du pistilogramme pour estimer les phases des faisceaux élémentaires	56
2.2.1	Des franges du pistilogramme aux différences de phase des sous-pupilles voisines	56
2.2.2	Reconstruction de la surface d'onde par inversion généralisée des différences de phase	62
2.2.3	Propriétés du traitement	64
2.2.4	Extension de la dynamique de mesure des différences de pistons par une méthode à deux longueurs d'ondes : Vernier optique	73
2.2.5	Conclusion	76
2.3	Conclusion du chapitre	78
3	HIBISCUS : Laboratoire de démonstration du concept PISTIL et de son application à un miroir segmenté	81
3.1	Construction du laboratoire HIBISCUS	82
3.1.1	Miroir déformable segmenté IRIS-AO PTT-111	82
3.1.2	Équipements de l'interféromètre PISTIL	86
3.1.3	Montage optique du banc	90
3.2	Démonstrations expérimentales	94
3.2.1	Caractérisation du banc HIBISCUS et des interféromètres miniPISTIL	94
3.2.2	Démonstration expérimentale de la mesure de pistons de phase à grande dynamique par Vernier optique	107
3.3	Conclusion et perspectives pour le banc HIBISCUS	112
4	Application sur un système laser à combinaison cohérente de 7 fibres amplifiées sur longue distance	115
4.1	Présentation du laser LASBE	116
4.1.1	Le démonstrateur laser	117
4.1.2	La boucle de mise en phase sur cible distante	119
4.1.3	Un PISTIL pour LASBE	120
4.2	Résultats	122
4.2.1	Caractérisation du fonctionnement nominal en laboratoire	122
4.2.2	Caractérisation de la combinaison cohérente sur longue distance au travers de la turbulence atmosphérique	126
4.3	Conclusion	141
5	Application sur un système laser digital basé sur la combinaison cohérente de 61 fibres amplifiées en régime femtoseconde	143
5.1	Présentation du laser XCAN	144
5.1.1	Le banc laser	144
5.1.2	La boucle d'asservissement en phase et retards	146
5.1.3	Le prototype miniPISTIL utilisé sur le banc XCAN	147
5.2	Résultats	150
5.2.1	Principales fonctions de mérite pour l'analyse des phases des 61/57 canaux laser	150
5.2.2	Qualification de l'asservissement	154

5.2.3	Étude de l'évolution des phases des fibres en boucle ouverte en fonction de la puissance transportée	164
5.2.4	Vers un outil complet : mesure des intensités des faisceaux et réflexion à propos du contraste des franges	174
5.2.5	Laser digital, front d'onde vortex et faisceau à moment angulaire orbital : essai d'un diagnostic par interférométrie PISTIL	177
5.3	Conclusion	181
Conclusion et perspectives		183
A Compléments au Chapitre 1		191
A.1	Quelques systèmes de contrôle-commande des phases d'un laser à combinaison cohérente	191
A.1.1	Méthodes en champ lointain	191
A.1.2	Méthodes en champ proche	195
A.1.3	Target-In-the-Loop : mise en phase sur une cible distante	200
B Compléments au Chapitre 2		203
B.1	Annexes du modèle ondulatoire	203
B.1.1	Formalisme pour la diffraction par les bords et la propagation de Fresnel	203
B.1.2	Propagation dans l'interféromètre PISTIL	204
B.2	Annexes des traitements du pistilogramme	209
B.2.1	Propriétés du traitement	209
C Compléments au Chapitre 3		211
C.1	Propagation au travers de l'interféromètre du modèle géométrique avec un réseau réel	211
C.2	Mesure de caractérisation d'une heure du banc HIBISCUS	213
D Compléments au Chapitre 4		217
D.1	Complément d'information sur la technique LOCSET	217
D.2	Modèle analytique du décalage de l'enveloppe de la combinaison cohérente causée par le tip/tilt résiduel des sous-pupilles	217

Table des figures

0.1	Cartes numérotées / Marque-pages.	xxiii
0.2	Sens de lecture des données de type courbes et cartes.	xxiii
0.3	Ma représentation artistique d'un satellite en orbite embarquant un laser à combinaison cohérente pour la désorbitation de débris spatiaux.	1
1.1	Exemple de pupille segmentée avec optique de focalisation pour propager les faisceaux en champ lointain.	4
1.2	Effet des phases relatives des faisceaux laser sur le champ lointain CBC.	5
1.3	Exemple d'évolution de la métrique PIB dans le modèle simulé de présentation.	7
1.4	Exemples de mise en forme du champ lointain avec cartes des phases associées	7
1.5	Faisceaux OAM avec et sans le faisceau central du maillage hexagonal.	9
1.6	Schéma de principe de la combinaison cohérente de faisceaux laser fibrés.	9
1.7	Illustration du défaut d'alignement conduisant à un défaut de tip/tilt de la phase spatiale, par rapport à un système en phase.	11
1.8	Illustration des défauts de phase temporelle ou spectrale.	12
1.9	Densités spectrales de puissance pour des variations de phase de fibres amplificatrices.	13
1.10	Densité spectrales de bruit de phase de fibres amplificatrices.	14
1.11	Schéma de fonctionnement d'un système CBC avec une boucle de contrôle-commande en dérivation sur le champ lointain.	15
1.12	Schéma de fonctionnement d'un système CBC avec une boucle de contrôle-commande en dérivation sur le champ proche.	16
1.13	Laser XCAN à 61 fibres en régime femtoseconde.	18
1.14	Laser à 107 fibres de la NUDT Changsha.	19
1.15	Laser Dayton/Optonicus à 21 fibres combinées sur une cible à 7 km.	20
1.16	Estimation du nombre de publications liées à la combinaison cohérente par années jusqu'en Juin 2021.	21
1.17	Focalisation d'un faisceau laser Gaussien en sortie d'une fibre optique.	22
1.18	Schéma de fonctionnement d'une détection I/Q pour la CBC.	24
1.19	Schéma de principe de la méthode de phasage PIM-PR que l'on pourrait utiliser comme moyen de métrologie d'un laser CBC.	25
1.20	Détection du piston et du tilt sur un laser CBC par un analyseur Shack-Hartmann.	27
1.21	Interféromètre PISTIL circa 2018.	28
1.22	Premier pistilogramme obtenu sur un laser à combinaison cohérente.	28
2.1	Visualisation de la géométrie d'un champ proche à 7 faisceaux uniformes.	35
2.2	Principe de propagation géométrique du champ proche au travers de l'interféromètre PISTIL.	36

2.3	Géométrie du masque PISTIL.	37
2.4	Réseau idéal de l'interféromètre PISTIL.	37
2.5	Propagation géométrique et recouvrement optimal des répliques.	38
2.6	Un pistilogramme pour un champ proche à 7 faisceaux.	39
2.7	Illustrations des effets des différences de phase entre deux faisceaux sur les motifs des franges du pistilogramme.	40
2.8	Effet de la diffraction par les bords des lentilles de collimation sur le champ proche.	42
2.9	Champ proche étant ré-imagé par un afocal.	42
2.10	Propagation du front d'onde après diffraction par les bords des éléments optiques de l'interféromètre PISTIL.	43
2.11	Pistilogrammes obtenus après propagations successives des champs dans la configuration géométrique.	44
2.12	Schéma du système d'imagerie du pistilogramme virtuel sur un plan focal image réel.	45
2.13	Pistilogramme obtenu après un dimensionnement.	47
2.14	Illustration du théorème de Gouy.	48
2.15	Propagation géométrique et recouvrement des répliques à différentes longueurs d'ondes.	49
2.16	Comparaison de deux pistilogrammes à deux longueurs d'ondes différentes lorsque la distance optimale est fixée pour l'une des deux.	50
2.17	Exemple de spectre polychromatique et pistilogramme-type.	51
2.18	Schéma de fonctionnement de l'interféromètre PISTIL avec des impulsions laser ultracourtes.	53
2.19	Exemple d'estimation des intensités des faisceaux grâce aux ordres 0.	54
2.20	Montage optique système de l'interféromètre sur un laser CBC.	55
2.21	Transformée de Fourier spatiale d'un pétale de franges.	57
2.22	Démodulation d'un pétale de franges en un pétale de phase.	59
2.23	Démodulation des motifs de franges par Transformée de Fourier.	60
2.24	Base polynomiale orthonormée du piston/tip/tilt.	61
2.25	Prémices du fonctionnement de l'analyse des différences de phase par corrélation avec un signal de synthèse de référence.	62
2.26	Schéma-bloc d'un traitement des franges aux différences de phase.	62
2.27	Exemples de matrice \mathbf{D} pour 7 et 37 éléments.	63
2.28	Exemple reconstruction des différences de phase vers les phases estimées de chaque faisceau.	64
2.29	Premiers et derniers modes propres de la surface d'onde segmentée décrite par le modèle algébrique PISTIL pour $N_F = 61$	66
2.30	Valeurs singulières de la SVD d'une matrice \mathbf{D} correspondant à 7, 37 et 61 faisceaux.	67
2.31	Valeurs singulières de la SVD d'une matrice \mathbf{D}^\dagger correspondant à 7, 37 et 61 faisceaux.	68
2.32	Évolution du conditionnement de la matrice \mathbf{D}	69
2.33	Estimation des coefficients de mode d'une surface d'onde à 7 éléments.	69
2.34	Un même mode propre appliqué au vecteur des pistons, des tips et des tilts.	70
2.35	Exemple de relation de clôture minimale dans un pistilogramme.	71

2.36 Exemple de pistilogramme à trous, avec la surface d'onde émise correspondante.	72
2.37 Estimation des différences de phase avec pétales manquants et reconstruction de la surface d'onde segmentée correspondante.	73
2.38 Vernier optique à deux couleurs.	74
2.39 Algorithme de recherche des feuillettes avec le Vernier optique.	75
2.40 Application de l'algorithme Vernier optique à une surface d'onde vortex $L = 1$	76
2.41 Schéma-bloc d'un traitement complet du pistilogramme.	77
2.42 Pistilogramme avec une phase en défocus.	79
3.1 Présentation du miroir déformable segmenté IRIS-AO PTT-111	83
3.2 Schéma du banc métrologique PSI du LAM	84
3.3 Résumé des caractérisations du PTT-111 FSC37-01-09-1012	85
3.4 Masques disponibles pour la conception d'interféromètres PISTIL	87
3.5 Monture mécanique des masques M3 et M4.	87
3.6 Réseaux de diffraction disponibles pour la conception d'interféromètres PISTIL.	88
3.7 Caméras disponibles pour la conception d'interféromètres PISTIL.	89
3.8 Schéma optique du banc HIBISCUS. La partie de l'interféromètre PISTIL monté sur monorail, intégralement démontable, est indiquée par les crochets rouges.	91
3.9 Photos du banc HIBISCUS en Janvier 2020 et Avril 2021.	93
3.10 Pistilogrammes expérimentaux sur HIBISCUS avec le best-flat actif sur le miroir segmenté.	95
3.11 Evolution temporelle des pistons de phase du miroir déformable au repos sur un temps court.	96
3.12 Evolution temporelle des tips/tilts des segments miroir déformable au repos sur un temps court.	96
3.13 Exemple de carte des pistons estimés pendant la dérive.	97
3.14 Exemple de carte des tips/tilts seuls estimés pendant la dérive.	97
3.15 Evolution temporelle des relations de clôture (en pistons) du miroir déformable au repos sur un temps court.	98
3.16 Densité spectrale de puissance de la série des pistons du segment 1 du miroir déformable au repos sur un temps court.	99
3.17 Densité spectrale de puissance des séries de tips/tilts du segment 1 du miroir déformable au repos sur un temps court.	99
3.18 Comparaison des DSPs de pistons entre le segment 1 et le segment 37.	100
3.19 Comparaison des valeurs RMS des modes globaux en pistons.	101
3.20 Comparaison des valeurs RMS des modes globaux en pistons.	102
3.21 Schéma-bloc d'un traitement de suppression des modes de basculement en pistons dus à la perturbation environnementale du banc HIBISCUS.	102
3.22 Densités spectrales de puissance des modes x-basculement et y-basculement pour la caractérisation de HIBISCUS	103
3.23 Évolution temporelle des 37 pistons de phase du miroir déformable au repos sur un temps court après correction des modes globaux de basculement.	104
3.24 Justesse, fidélité et densité de probabilité Gaussienne d'une mesure d'un segment avant et après suppression des modes globaux de basculement.	105

3.25 Exemple d'une mesure de test avec des pistons aléatoires sur le miroir déformable.	106
3.26 Démonstration du Vernier optique avec une surface d'onde vortex. Mesure traitée avec les différences démodulées en $\lambda_1 = 633$ nm.	108
3.27 Démonstration du Vernier optique avec une surface d'onde vortex. Mesure traitée avec les différences démodulées en $\lambda_2 = 594$ nm.	108
3.28 Vue des franges du pistilogramme et de celles du banc PSI du LAM.	109
3.29 L'îlot des phases : comparaison a posteriori des mesures PISTIL et PSI.	109
3.30 Un piston de 1 μm fixé sur le PTT-111 miroir déformable et son effet possible sur les segments voisins.	110
4.1 Schéma de principe du banc laser LASBE.	116
4.2 Installation de LASBE dans le laboratoire des essais laser à l'ONERA Fauga-Mauzac.	117
4.3 Schéma d'agencement de la tête optique.	118
4.4 Schéma du montage de l'interféromètre PISTIL dans le troisième étage de LASBE.	121
4.5 Pistilogramme du champ proche du laser LASBE.	121
4.6 Variation des phases des faisceaux en boucle fermée et ouverte.	122
4.7 Figure d'interférence constructive de la combinaison cohérente des faisceaux laser de LASBE dans le laboratoire.	123
4.8 Décomposition modale de la boucle fermée durant le test en laboratoire.	124
4.9 Densités spectrales de puissance obtenues sur le banc LASBE par mesure I/Q à gauche et interférométrie PISTIL à droite pendant la caractérisation du LOCSET.	125
4.10 Analyse des variations de phase en boucle fermée pendant une perturbation manuelle appliquée au banc laser.	126
4.11 Illustration de la cascade turbulente de Richardson-Kolmogorov.	127
4.12 Mesures de la force de turbulence par scintillométrie le 10 Juillet 2019.	129
4.13 Images du champ lointain du laser LASBE en boucle ouverte et fermée à 311 m et à 1024 m.	129
4.14 Mesures du PIB normalisé et des phases des faisceaux lors d'une séquence d'enregistrement comprenant deux mises en phases à 311 m avec $C_n^2 = 2.10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$	131
4.15 Illustration de la variation de phase dans un diamètre égal à la pupille de LASBE.	132
4.16 Schéma de la correction par piston du tip/tilt de la turbulence atmosphérique provoquant la fuite de puissance visible dans le champ lointain.	133
4.17 Simulation et données réelles soulignant le décalage de l'enveloppe de la Figure d'interférence CBC.	134
4.18 Illustration de l'obtention des tips/tilts avec une régression à partir des données des pistons analysés par PISTIL.	134
4.19 Comparaison des méthodes champ proche et champ lointain pour l'estimation du tip/tilt induit par la turbulence atmosphérique.	136
4.20 Illustration des notions de Z-tilt et G-tilt.	138
4.21 Densités spectrales de puissance temporelles des tip/tilt estimés de la turbulence, à $Z = 311$ m.	139
4.22 Figure de participation des modes pendant la compensation de la turbulence, à $Z = 311$ m.	140

4.23	Densités spectrales de puissance temporelles des modes globaux de basculement et de défocus, à $Z = 311$ m.	140
4.24	Densités spectrales de puissance temporelles des tip/tilt estimés de la turbulence, à $Z = 1024$ m.	141
5.1	Schéma de principe du banc laser XCAN.	144
5.2	Photographie du champ proche fibré du laser XCAN.	145
5.3	Champ lointain réel et simulé du laser XCAN.	146
5.4	Figure d'interférence du système d'asservissement du laser XCAN.	147
5.5	miniPISTIL extrait du laboratoire HIBISCUS.	148
5.6	miniPISTIL intégré sur le laser XCAN et exemple d'un pistilogramme P61.	149
5.7	Pistilogramme P57.	150
5.8	Graphique d'évolution des phases des 61 fibres du laser XCAN en fonctionnement boucle fermée et boucle ouverte.	151
5.9	Exemples de cartes de surfaces d'ondes du laser XCAN P61 (boucle fermée et ouverte).	152
5.10	Graphique d'évolution relations de clôture des 61 fibres du laser XCAN en fonctionnement boucle fermée et boucle ouverte.	152
5.11	Exemples de cartes RMS des canaux du laser XCAN P61 (boucle fermée et ouverte).	153
5.12	Exemples d'acquisition courte avec ouverture de boucle et d'acquisition longue en boucle fermée.	154
5.13	Densités spectrales de puissance de la différence de phase obtenues sur le banc XCAN par mesure I/Q de deux faisceaux et interférométrie PISTIL pendant la première campagne de tests.	155
5.14	Exemples de 5 DSPs prises correspondant à différentes fibres.	156
5.15	Décomposition modale de la boucle fermée (échantillonnage 200 Hz) durant la première campagne de tests.	157
5.16	Densités spectrales de puissance des modes de basculement de la boucle fermée pendant la campagne de 2020.	157
5.17	Comparaisons des DSPs des boucles fermées prises avant et après installation de la nouvelle tête laser sur XCAN.	159
5.18	Carte des RMS et densités spectrales de puissance des modes de basculement en pistons (mesures 2021, 20 W/pupille, 55 MHz).	159
5.19	Décomposition modale de la boucle fermée pour la mesure 2021, 20 W/pupille, 55 MHz.	160
5.20	Spectrogramme de l'évolution de phase de la fibre 12 pour la mesure 2021, 20 W/pupille, 55 MHz.	160
5.21	DSPs du canal 1 en boucles ouverte et fermée pendant les mesures 2021 avec augmentation du niveau de puissance moyenne.	162
5.22	CRMS du canal 1 en boucles ouverte et fermée pendant les mesures 2021 avec augmentation du niveau de puissance moyenne.	163
5.23	Variations libres des phases des fibres du laser XCAN pendant des séquences boucles ouvertes avec puissance et cadence de répétition différentes.	164
5.24	Densités spectrales de puissance en fonction du canal et de la puissance pupille moyenne.	165

5.25	Résumé graphique de la régression du modèle dit 'à une pente' a/f^b .	166
5.26	Carte des pentes des densités spectrales de puissance en fonction de la puissance moyenne par pupille.	166
5.27	Cartes des écart-types des dérivées des séries temporelles des phases en boucle ouverte.	168
5.28	Fonction de mérite du RMS cumulé (CRMS) proposée par [Augst et al., 2007].	169
5.29	CRMS du bruit de phase en fonction du canal et de la puissance.	170
5.30	Fonction de mérite de la première fonction de structure de la phase, proposée par [Jones et al., 2007].	172
5.31	Première fonction de structure des pistons de phase en fonction du canal et de la puissance obtenues lors de mesures en boucle ouverte sur le laser XCAN.	173
5.32	Observation d'une perte de contraste due au retard temporel d'un faisceau par rapport à ses voisins.	174
5.33	Cartes des intensités des faisceaux du champ proche du laser XCAN.	175
5.34	Exemple de densités spectrales de puissance du bruit d'intensité sur un canal représentatif pour plusieurs niveaux de puissance et cadence.	176
5.35	Champs lointains XCAN de synthèse pendant une mise en phase et en boucle ouverte.	176
5.36	Reconstruction du front d'onde vortex par PISTIL et synthèse du faisceau OAM.	178
5.37	Décomposition modale des séries temporelles du front d'onde vortex avec valeurs théoriques soustraites.	179
5.38	Densités spectrales de puissance des modes de basculements lors du verrouillage des phases.	179
5.39	Carte des phases et champ lointain pour un faisceau OAM $L = 2$.	180
5.40	Carte des phases et champ lointain pour un faisceau OAM $L = 3$.	180
5.41	Diagramme résumant les capacités d'analyse de l'interférométrie PISTIL.	182
5.42	Diagramme présentant les perspectives principales de l'interférométrie PISTIL.	187
A.1	Schéma de fonctionnement d'un système CBC avec un correcteur SPGD en dérivation sur le champ lointain.	192
A.2	Schéma de fonctionnement d'un système CBC avec un correcteur LOCSET (ou self-referenced LOCSET) en dérivation sur le champ lointain.	193
A.3	Schéma de fonctionnement d'un système CBC avec un correcteur SFD en dérivation sur le champ lointain.	194
A.4	Schéma de fonctionnement d'un système CBC avec un correcteur PIM en dérivation sur le champ proche.	195
A.5	Schéma de fonctionnement d'un système CBC avec un correcteur PIM-PR en dérivation sur le champ proche.	196
A.6	Schéma de fonctionnement d'un système CBC avec un correcteur OHD en interférence avec le champ proche.	196
A.7	Schéma de fonctionnement d'un système CBC avec un correcteur DEHI couplé sur une rétro propagation du champ proche.	197
A.8	Schéma de fonctionnement d'un système CBC avec un correcteur interférométrique par rapport à une onde de référence.	199
A.9	Schéma de fonctionnement d'un système CBC avec un correcteur IDQL en dérivation sur le champ proche.	200

A.10 Schéma de principe de la TIL-CBC (cible dans la boucle).	201
B.1 Propagation du front d'onde après diffraction par les éléments optiques de l'interféromètre PISTIL.	204
B.2 Pistilogrammes obtenus après propagations successives des champs dans la configuration géométrique.	205
B.3 Pistilogrammes obtenus après propagations successives des champs dans la configuration géométrique, pour un réseau réel.	206
B.4 Schéma de l'expérience de pensée du pistilogramme virtuel situé dans le système optique.	207
B.5 Schéma du système d'imagerie du pistilogramme virtuel sur un plan focal image réel.	208
B.6 Test de propagation d'une densité spectrale de bruit de phase dans le traitement PISTIL.	209
C.1 Montage géométrique expérimental d'un interféromètre PISTIL.	211
C.2 Effet de la propagation au travers de l'interféromètre PISTIL.	212
C.3 Pistilogramme obtenu sans et avec ajout d'un diaphragme.	213
C.4 Evolution temporelle des pistons de phase du DM au repos sur un temps long.	213
C.5 Evolution temporelle des tips/tilts du DM au repos sur un temps long.	214
C.6 Exemple de carte des pistons estimés pendant la dérive longue durée.	214
C.7 Comparaison des DSPs de pistons entre le segment 1 et le segment 37 dans la mesure d'une heure.	215
D.1 Schéma de la correction par piston du tip/tilt de la turbulence atmosphérique provoquant la fuite de puissance visible dans le champ lointain.	218
D.2 Simulation et données réelles soulignant le décalage de l'enveloppe de la figure d'interférence CBC.	219

Liste des tableaux

1.1	Résumé des adéquations des technologies d'analyse de phase aux critères de diagnostic de la CBC.	29
2.1	Résumé de l'exploitation des propriétés clefs de l'analyseur PISTIL.	55
3.1	Données utiles concernant le miroir déformable du LAM utilisé comme représentant d'un laser CBC.	86
3.2	Caractéristiques techniques des masques PISTIL.	87
3.3	Caractéristiques techniques des réseaux de diffraction PISTIL.	89
3.4	Caractéristiques techniques des caméras PISTIL.	90
3.5	Analyse d'exactitude avant et après suppression des modes.	104
3.6	Résultats de l'analyse PISTIL à deux longueurs d'ondes de l'îlot des phases (exprimés en λ_1 et comparaison avec les mesures PSI.	110
4.1	Caractéristiques de la tête optique de LASBE.	118
4.2	Conditions météo pendant la campagne d'essais de Juillet 2019.	128
4.3	PIB du lobe central en fonction de la distance.	130
4.4	DSP temporelles de projections de la variation de phase induite par la turbulence atmosphérique type Kolmogorov.	137
4.5	DSP temporelles des G/Z-tilts de la variation de phase induite par la turbulence atmosphérique type Kolmogorov.	138
5.1	Qualification de la boucle fermée sur le laser XCAN avec les mesures 2020 et 2021 (ajout de la tête à refroidissement actif à eau).	161

Glossaire

Acronymes

AOM : Acousto-Optic Modulator

BF : Boucle fermée

BO : Boucle ouverte

CBC : Coherent beam combining (anglais pour combinaison cohérente de faisceaux laser)

CRMS : Cumulative Root Mean Square

DEHI : Digitally Enhanced Heterodyne Interferometry

DL-CBC : Deep Learning based Coherent Beam Combining

DM : Deformable Mirror

DSP : Densité Spectrale de Puissance

EOM : Electro-optic modulator

Er/Yb : Erbium/Ytterbium (amplificateur à fibre)

FPGA : Field-programmable gate array

FS : Fiber Stretcher

I/Q : In-phase and Quadrature

ICAN : International Coherent Amplified Network

IDML : Interféromètre à décalage multi-latéral

LOCSET : Locking of Optical Coherence by Single-detector Electronic-frequency Tagging

MOPA : Master Oscillator Power Amplifier

OAM : Orbital Angular Momentum

OHD : Optical Heterodyne Detection

OPA : Optical Phased Array

PIB : Power-In-the-Bucket

PIM : Phase-Intensity Mapping

PIM-PR : PIM-Phase Retrieval

PISTIL : PISton and TILt

PSI : Phase Shifting Interferometry

RF : Radiofréquence

RMS : Valeur Root Mean Square

ROI : Region of Interest

SFD : Single-frequency Dithering

SHWFS : Shack-Hartmann Wave Front Sensor

SLM : Spatial Light Modulator

SPGD : Stochastic Parallel Gradient Descent

SR : Strehl Ratio

TF : Transformée de Fourier spatiale ou \mathcal{F} temporelle

TIL : Target-In-the-Loop
 VODL : Variable Optical Delay Line

Symboles récurrents dans les équations

Les symboles les plus utilisés et ceux référents à un ensemble de fonctions dans chacun des chapitres sont rappelés ici.

Chapitre 1

N_F : nombre total de fibres dans un laser à combinaison cohérente.
 N_C : nombre de couronnes dans la maille hexagonale de la pupille laser.
 D_{CP} : diamètre du faisceau de combinaison cohérente en champ proche.
 d_F : distance inter-faisceaux élémentaires/ diamètre maximum d'un élément de la surface d'onde segmentée.
 D_{CBC} : diamètre du faisceau de combinaison cohérente en champ lointain. Il est soit ON, soit OFF en fonction du contrôle de la phase.
 λ : longueur d'onde.
 η_{brute} : efficacité de combinaison.
 P_{CBC} : puissance totale du faisceau combiné. Il est soit ON, soit OFF en fonction du contrôle de la phase.
 P_0 : puissance d'un faisceau laser.
 φ : phase (indécise, notation explicitée dans le paragraphe).
 $\varphi_{0,n}$: piston de phase (déphasage).
 $\tau_{1,n}$: délai de groupe (retard), pour les faisceaux laser en régime ultracourt.
 $t_{X,n}$: inclinaison de tip d'un faisceau.
 $t_{Y,n}$: inclinaison de tilt d'un faisceau.
 $\sigma_S(.)$: écart-type spatial d'un vecteur ou ensemble de données.
 $\sigma_T(.)$: écart-type temporel d'un vecteur ou ensemble de données.
 f_S : fréquence d'échantillonnage (*sampling frequency*).

Chapitre 2

E : champ scalaire.
 $\mathbb{1}$: fonction indicatrice qui vaut 1 dans un ensemble donné, 0 partout ailleurs. Exemple ci-après pour un disque de rayon R_S .

$$\mathbb{1}_n^S(x, y) = \begin{cases} 1, & \text{si } \sqrt{x^2 + y^2} \leq R_S. \\ 0, & \text{sinon.} \end{cases}$$

$\overline{C_n C_m}$: distance inter-éléments voisins C_n et C_m .
 $\delta(x, y)$: la distribution delta de Dirac.
 R_S : rayon d'un faisceau élémentaire collimaté.
 $w_{0,n}$: waist d'un faisceau Gaussien.
 R_T : rayon d'un trou du masque PISTIL.

p_g : pas du réseau de Bravais associé au rayon de diffraction PISTIL.

z_{opt} : distance optimale pour la propagation des faisceaux dans le modèle géométrique de l'interféromètre PISTIL.

I_{nm} : intensité dans un pétale du pistilogramme, issu de l'interférence des champs E_n et E_m .

$\Delta\varphi_{nm}$: différence de phase (indécise) entre les champs E_n et E_m .

$\Delta\varphi_{0,nm}$: différence de piston entre les champs E_n et E_m .

$\Delta t_{X,nm}$: différence de tip entre les champs E_n et E_m .

$\Delta t_{Y,nm}$: différence de tilt entre les champs E_n et E_m .

G_C, G_P : grandissements du champ et du pistilogramme.

\mathcal{J} : fonction de Bessel cardinale de première espèce.

\hat{a} : un estimateur de la valeur a .

\mathbf{a} : un vecteur.

\mathbf{A} : une matrice .

P_n : un piston de phase en notation métrique.

ΔP_{nm} : une différence de piston de phase en notation métrique.

Chapitre 4

$\Psi_{\Delta n}$: densité spectrale de puissance de l'indice de réfraction de Kolmogorov.

C_n^2 : constante de structure de turbulence.

Ψ_φ : densité spectrale de puissance de phase de Kolmogorov.

r_0 : paramètre de Fried.

Z : une distance de propagation horizontale dans le chapitre.

α_x : angle de tip total de la pupille d'un laser CBC.

α_y : angle de tip total de la pupille d'un laser CBC.

C_x : barycentre en x du champ lointain combiné.

C_y : barycentre en y du champ lointain combiné.

Chapitre 5

$CRMS$: Cumulative-RMS value, valeur RMS cumulée sur un intervalle de fréquences $[f, f_{max}]$ intégré de droite à gauche.

$$CRMS_n(f) = \sqrt{\int_f^{f_{max}} DSP_n(\nu) d\nu}$$

SF : Première fonction de structure de phase.

$$SF_n(\tau) = \langle |\varphi_{0,n}(t + \tau) - \varphi_{0,n}(t)| \rangle$$

Page blanche

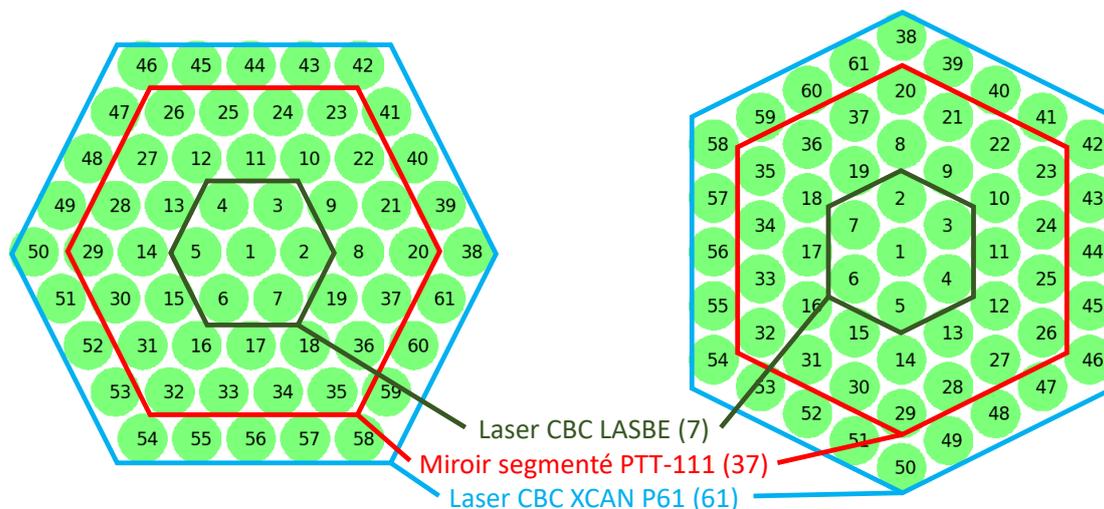


FIGURE 0.1 – Cartes numérotées des surfaces d’onde segmentées : Vert - Laser LASBE, Rouge - Miroir segmenté PTT-111, Bleu - Laser XCAN P61. Page détachable pour en faire un marque-pages. Version numérique : faites une recherche (ctrl+F) du mot MAPS.

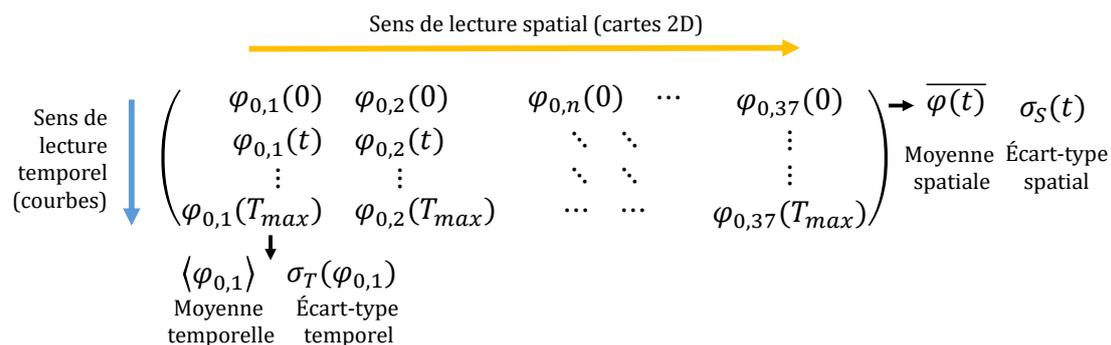


FIGURE 0.2 – Sens de lecture des données de type courbes et cartes. Page détachable pour en faire un marque-pages. Version numérique : faites une recherche (ctrl+F) du mot MAPS.

Page blanche

Aspiration

La combinaison cohérente active permet de concevoir un faisceau laser de très haute puissance, de grande fréquence de répétition et d'excellente qualité optique à partir de N sources laser élémentaires fibrées. C'est une technologie prometteuse pour toutes les applications scientifiques, industrielles et militaires de notre époque et des décennies à venir, qui s'inscrit dans le sillage de la course aux sources à ultra-hautes puissances crête et moyenne [Danson et al., 2019].

La physique fondamentale est le domaine le plus demandeur de ces sources, avec notamment des applications comme l'accélération laser-plasma de particules chargées (électrons, ions, protons) et de neutrons [Wu et al., 2021, Hussein et al., 2019, Faure et al., 2018, Mourou et al., 2013], la fusion par confinement inertiel [Hora et al., 2018, Badziak, 2012], ou les études théoriques liées à la physique quantique [Müller et al., 2019]. Récemment, des concepts de laser haute puissance obtenu par combinaison pour la détection des ondes gravitationnelles ont émergés [Wellmann et al., 2021].

La physique appliquée est tout aussi intéressée par l'arrivée à maturité de la combinaison cohérente et de toutes les briques technologiques qui la composent. À la fois proches de la recherche et de l'industrie, les applications de ce nouveau concept peuvent être exotiques, avec comme exemple les équipements optiques embarqués pour l'exploration spatiale [Yu et al., 2012], la navigation spatiale propulsée par pression de radiation [Leger, 2020], ou la désorbitation de débris spatiaux par un satellite embarquant un laser à combinaison cohérente [Soulard et al., 2014] (Figure 0.3).

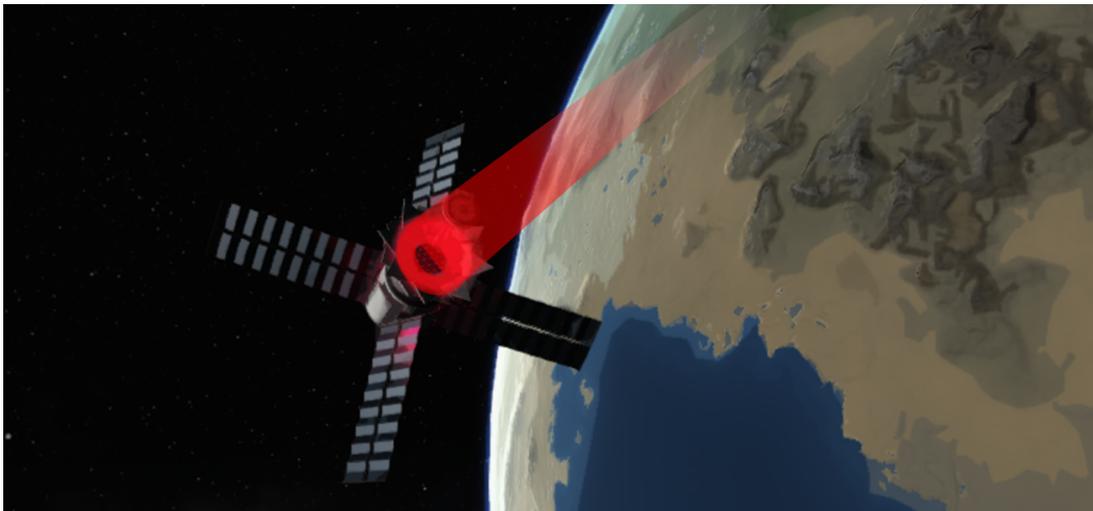


FIGURE 0.3 – Ma représentation artistique d'un satellite en orbite embarquant un laser à combinaison cohérente pour la désorbitation de débris spatiaux [Soulard et al., 2014].

Mais cet intérêt n'est pas seulement lié au domaine spatial, et l'on notera aussi des applications pour la lithographie aux extrême-ultraviolets afin de réaliser des gravures à l'échelle du nanomètre, le traitement de maladies type tumeur/cancer via l'accélération de particules pour créer des faisceaux de protons, la transmutation des déchets nucléaires par réduction du temps de demi-vie ou encore la découpe industrielle [Haefner et al., 2017, Yasukazu et al., 2008]¹ et la fabrication additive.

Côté Défense, le développement des armes à énergie dirigée basées sur la combinaison de sources laser fibrées dans l'infrarouge mobilise les scientifiques et industriels [Ludewigt et al., 2019, Gros, 2018, Bourdon, 2016, Goodno, 2014] pour le développement de systèmes anti-drones ou anti-missiles.

Le transfert technologique de la combinaison cohérente de la recherche vers l'industrie s'est amorcé dans les années 2010 avec des entreprises telles que II-VI Aerospace and Defense Optonicus² qui conçoit des têtes laser; Civan Advanced Technologies³, qui développe des produits type laser à combinaison cohérente en régime continu à haute puissance et bonne qualité de faisceau [Shekel et al., 2020]; et LumOptica⁴, qui a testé des solutions compactes pour l'injection des fibres élémentaires dans la pupille segmentée au cœur du principe de combinaison de faisceaux [Jones et al., 2010]. QinetiQ a travaillé d'ailleurs en partenariat avec LumOptica sur l'essai d'une arme à énergie dirigée basée sur la combinaison cohérente⁵. Côté français, les entreprises MBDA (en partenariat avec QinetiQ) et Cailabs⁶, ainsi que Thales⁷ et CILAS⁸ participent également en finançant des projets en partenariat avec la Recherche publique française et/ou via le co-financement de thèses de doctorat.

Au regard de ces références, nous pouvons identifier deux groupes : des applications long terme comme la course à l'ultra-haute puissance crête et moyenne, et des applications court terme comme l'usinage laser ou la mise en forme de faisceaux dont les retombées sont déjà très intéressantes et stimulent l'innovation. En conclusion, nous assistons à l'émergence du concept de combinaison cohérente, qui a dépassé le stade de recherche en laboratoire et amorce en 2021 une pente montante vers la maturité technologique.

1. Les articles mentionnés sont librement accessibles et présentent dans les détails les sources nécessaires pour les applications susmentionnées.

2. <https://www.optonicus.com/lasers/>

3. <https://www.civanlasers.com/>

4. <https://lumoptica.com/coherent-beam-combining>

5. <https://www.qinetiq.com/en/capabilities/novel-systems-weapons-and-effects>

6. <https://www.cailabs.com/application/armes-laser-a-energie-dirigee/>

7. <https://www.thalesgroup.com/fr/global/innovation/recherche-technologie>

8. <https://cilas.ariane.group/en/>

Chapitre 1

Combinaison cohérente active de sources laser fibrées : État de l'art et réflexion sur les problématiques de ces nouveaux systèmes

Au cours de l'ouverture, nous avons dessiné une fresque représentant la portée technologique et les applications potentielles du concept de la combinaison de faisceaux. Nous allons aborder dans ce premier chapitre les principes de fonctionnement de la combinaison cohérente active de sources laser élémentaires à fibre optique mono-mode (abrégée CBC pour *Coherent Beam Combining*), et plus précisément de la combinaison avec pupille segmentée. Nous ferons ensuite un bref portrait de la capacité de mise en forme du faisceau combiné octroyée par la segmentation. Puis, nous nous plongerons dans une description détaillée de la variable canonique de la combinaison cohérente : la phase des faisceaux laser, avant de succinctement décrire comment est réalisée une mise en phase. Les fondamentaux du concept ayant été discutés, nous donnerons ensuite un prompt état de l'art de trois systèmes lasers à combinaison cohérente possédant chacun une spécificité propre. Tout au long de cette progression, nous recenserons des critères de qualification de ces nouveaux systèmes. Cela nous permettra de les regrouper en un répertoire en fin de chapitre pour mieux les relier, ce qui soulèvera la question de la nécessité de disposer de nouveaux outils de diagnostic pour ces chaînes laser...

1.1 Principaux concepts

1.1.1 Technique de combinaison cohérente d'un arrangement spatial de sources laser fibrées élémentaires

Dans l'intention d'augmenter de manière significative et localisée les puissances crête et moyenne d'une source laser, la CBC se base sur la génération d'une interférence constructive en champ lointain d'un grand nombre N_F de faisceaux laser dits élémentaires [Fan, 2005, Vorontsov and Lachinova, 2008, Hanna et al., 2016].

Dans les architectures sur lesquelles j'ai mené des expériences au cours de ma thèse, les fibres optiques sont disposées selon un maillage régulier de la pupille laser. Les faisceaux qui se propagent en sortie des fibres sont collimatés par une matrice de lentilles de maillage identique. L'ensemble constitue le champ proche, comme montré dans la Figure 1.1, et ce dernier est propagé en champ lointain (propagation de Fraunhofer) avec des optiques de focalisation (optionnelles). Les deux champs sont donc liés par une opération de Transformée de Fourier spatiale (TF). Parmi les mailles régulières qui remplissent au mieux une pupille laser, nous trouverons le format hexagonal et le format carré [Bellanger, 2010]. Il y a aussi d'autres possibilités, comme un format circulaire ou un format linéaire.

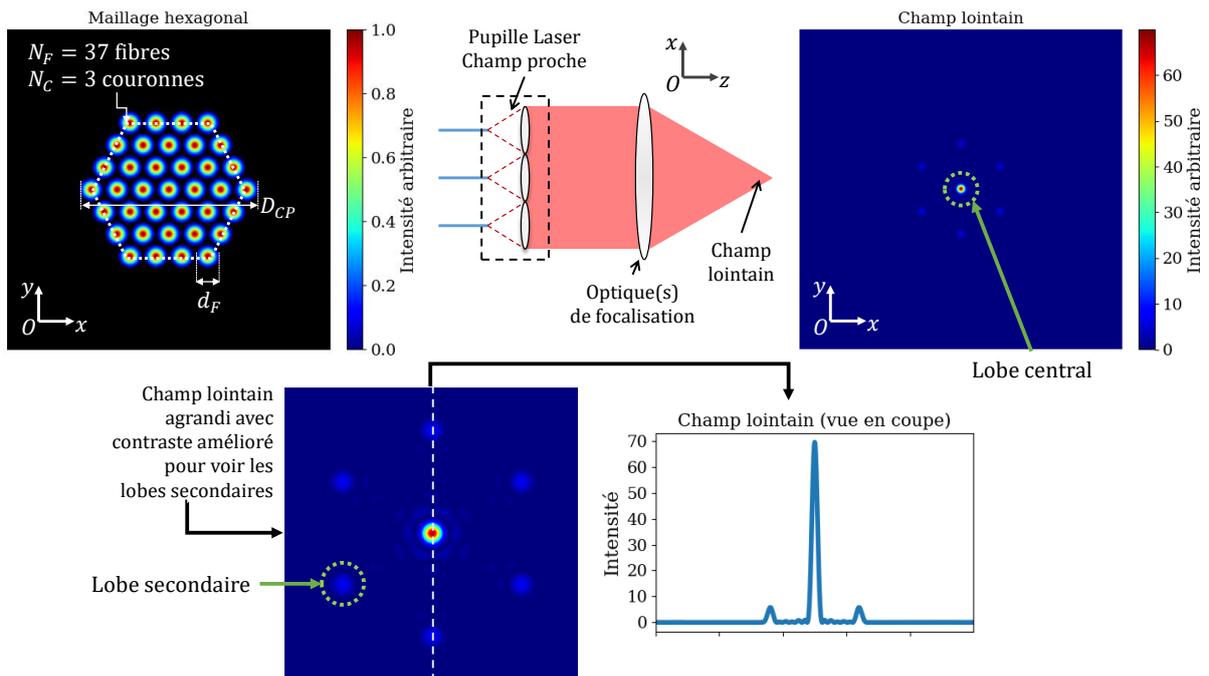


FIGURE 1.1 – En haut : exemple de pupille segmentée (à gauche) avec optique de focalisation (au milieu) pour propager les faisceaux en champ lointain (à droite). En bas : agrandissement du champ lointain pour mieux voir les lobes secondaires (à gauche) et vue en coupe (à droite).

Dans cette thèse, nous nous intéresserons uniquement au maillage hexagonal, sans perte de généralité dans le raisonnement. Dans cette configuration, le diamètre total D_{CP} du champ proche est relié au nombre de couronnes N_C et à la distance inter-faisceaux d_F :

$$D_{CP} = (2N_C + 1)d_F \quad (1.1)$$

Le nombre de couronnes N_C du maillage hexagonal est défini nul s'il n'existe que le

faisceau central. Pour les valeurs supérieures, il est conditionné par le nombre de faisceaux élémentaires dans la maille, donc le nombre de fibres N_F de la manière suivante :

$$N_F = 3N_C^2 + 3N_C + 1 \quad (1.2)$$

Après propagation jusqu'au champ lointain à la distance z , quand toutes les phases sont égales, la figure d'interférence de la combinaison cohérente (abrégée figure CBC) dévoile une intensité maximisée dans un lobe central. Son diamètre $D_{CBC,ON}$ est inversement proportionnel à celui du champ proche :

$$D_{CBC,ON} \approx 2.44\lambda z / D_{CP} \quad (1.3)$$

La notation \approx est utilisée car le lobe n'est pas exactement une tache d'Airy. Remarquons que cette figure CBC est constituée de ce lobe central, de lobes secondaires et d'un fond parsemé de lobes de rebonds, très peu visibles en général (voir agrandissement dans la Figure 1.1). Lorsque les faisceaux sont combinés mais sans aucun contrôle de leurs phases relatives, l'interférence de ces derniers est erratique : on observe des tavelures (en anglais *speckle*), comme montré en Figure 1.2. La taille d'une tavelure est de l'ordre de $D_{CBC,ON}$. Cette observation n'est pas sans rappeler l'effet de la turbulence atmosphérique sur un seul faisceau de lumière.

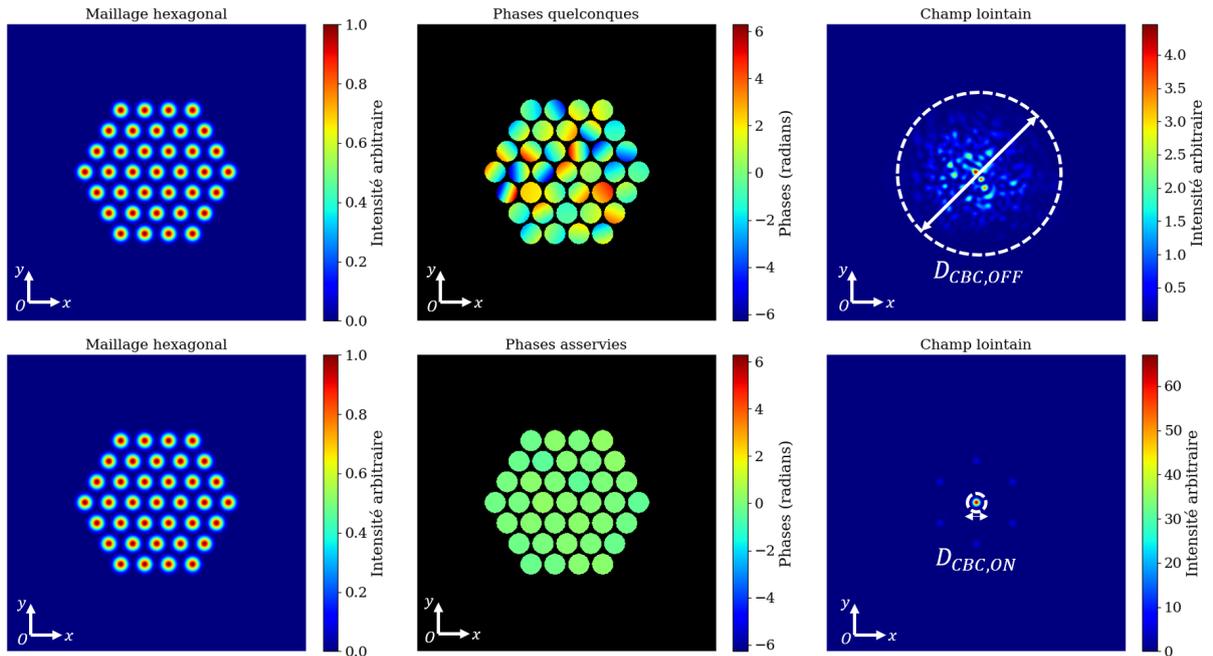


FIGURE 1.2 – Effet des phases des faisceaux laser sur le champ lointain CBC. Lorsque le champ proche (à gauche) n'est pas contrôlé en phase (montrées au centre), le champ lointain obtenu est constitué de tavelures erratiques (à droite). Les panneaux du bas représentent la situation où les phases relatives sont toutes nulles. L'échelle situe l'écart de puissance entre les deux états.

Les phases évoluant temporellement, ces tavelures ne sont pas fixes. Elles s'étalent en moyenne dans un disque de diamètre $D_{CBC,OFF}$, inversement proportionnel à la distance inter-faisceaux :

$$D_{CBC,OFF} \approx 2.44\lambda z / d_F \quad (1.4)$$

Ce diamètre $D_{CBC,OFF}$ est donc dans le ratio D_{CP}/d_F . S'il y a contrôle des phases relatives, alors ce diamètre va tendre vers la valeur théorique $D_{CBC,ON}$.

Comme tout système physique, l'architecture de combinaison cohérente est principalement caractérisée par des rendements η . Si l'on considère en entrée du système des fibres amplifiées délivrant chacune une puissance P_0 , alors l'efficacité de combinaison brute η_{brute} est définie par le ratio entre la puissance totale mesurée dans le champ lointain et la puissance totale des N_F fibres :

$$\eta_{brute} = \frac{P_{CBC,ON}}{N_F P_0} \quad (1.5)$$

Avec $P_{CBC,ON}$ la puissance obtenue par la combinaison cohérente de faisceaux. Le rapport η_{brute} est l'indicateur utilisé par les technologues laser dans les étapes d'avant-projet et de réalisation expérimentale. Dans les cas traités dans le manuscrit, la valeur de $P_{CBC,ON}$ sera définie comme la puissance contenue dans le lobe central de la figure CBC. Avec cette configuration particulière, une autre efficacité de combinaison est bien plus souvent utilisée : l'efficacité du *Power-In-the-Bucket* (PIB). Il s'agit littéralement du ratio de la puissance dans un disque de diamètre $2r$ sur la puissance totale du champ lointain d'intensité $I_{CL}(x, y)$:

$$\text{PIB}(r) = \frac{\iint_{\sqrt{x^2+y^2} \leq r} I_{CL}(x, y) dx dy}{\iint_{\mathbb{R}^2} I_{CL}(x, y) dx dy} \quad (1.6)$$

Dans la littérature, on se réfère souvent à sa valeur à $2r = D_{CBC,ON}$, soit le ratio de puissance contenue dans le lobe central par rapport à toute l'image.

De manière générale, pour chiffrer les formules, η_{brute} permet d'estimer quelle est la perte de puissance totale due au montage. Elle est liée d'une part aux optiques réelles qui ont des transmittances imparfaites (< 1), et d'autre part aux fuites notamment dues au remplissage partiel ou total de chaque faisceau laser en proportion de sa lentille de collimation. La valeur η_{brute} varie donc autour des 80% à 99%. De même, on s'accorde à dire que le PIB optimal dans l'architecture CBC à pupille segmentée hexagonale varie entre 45% et 67%, relativement à η_{brute} et dépend du montage de la tête laser [Jabczyński et al., 2021, Heilmann, 2018, Le Dortz, 2018, Leshchenko, 2015, Bellanger, 2010], notamment du taux de remplissage de la pupille par ces lentilles de collimation, ce qui module la proportion de puissance contenue dans les lobes secondaires. Un exemple d'évolution de la métrique du PIB en fonction du diamètre $2r$ est montré en Figure 1.3.

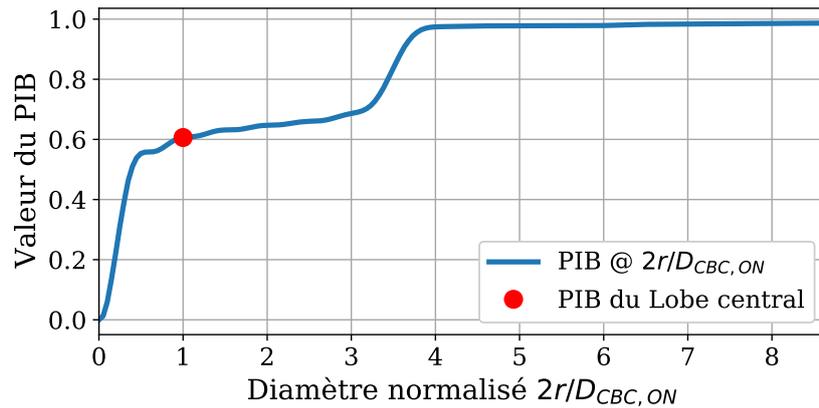


FIGURE 1.3 – Exemple d'évolution de la métrique PIB dans le modèle simulé de présentation du chapitre 1, utilisant des faisceaux Gaussiens.

1.1.2 Mise en forme du faisceau combiné

La mise en phase de tous les faisceaux élémentaires permet de générer dans le champ lointain une figure d'interférence possédant un lobe central localisé de puissance supérieure à celle d'un faisceau pris indépendamment. Si c'est là la motivation première de la combinaison cohérente active de faisceaux en pupille segmentée, ce n'est pas non plus la seule. En ajoutant une fonction de contrôle de la variation de chacune des phases de fibres laser, le champ proche est alors particulièrement intéressant à manipuler. Cela va modeler la forme du faisceau combiné en champ lointain, comme illustré dans la Figure 1.4 avec trois motifs dessinés avec une pupille laser hexagonale à $N_C = 3$ couronnes, soit $N_F = 37$ faisceaux.

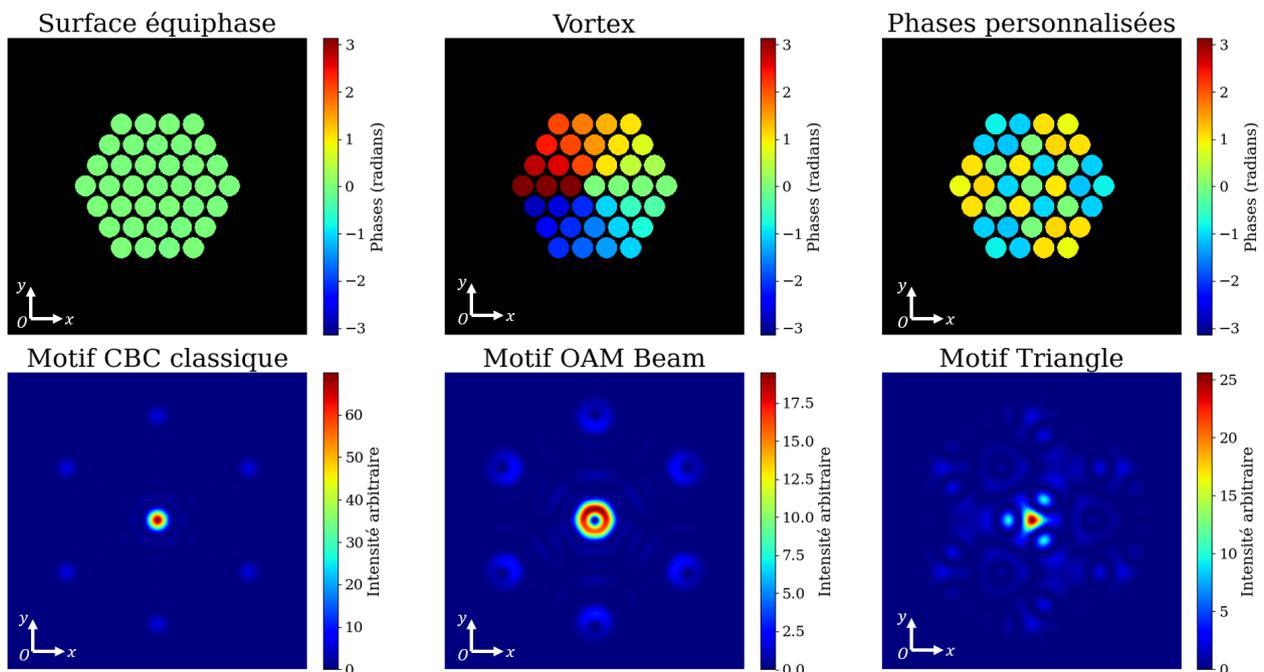


FIGURE 1.4 – Exemples de mise en forme du champ lointain avec cartes des phases associées. L'échelle arbitraire d'intensité dans les champs lointains permet de représenter aussi le niveau de puissance relatif aux 3 couronnes de faisceaux gaussiens d'amplitude unitaire. Les images du bas sont volontairement agrandies ($\times 3$) pour mieux apprécier les changements de forme.

- (Gauche) La CBC telle que nous venons de la présenter : si tous les faisceaux sont en phase, l'interférence constructive du champ lointain est maximale. Le lobe central est le plus intense, et contient la majeure partie de la puissance.
- (Centre) Les faisceaux Bessel-Gaussiens sont générés par des vortex de phase [Allen et al., 1992]. Les phases des faisceaux varient suivant un nombre entier L de fois l'angle polaire de leur position par rapport au centre du champ proche [Aksenov et al., 2020, Yu et al., 2020]. Si la position d'un faisceau est (x_n, y_n) alors la phase associée est donnée par :

$$\varphi_{0,n} = L \cdot \arg(x_n + i y_n) \quad (1.7)$$

La phase d'un élément central (0,0) est soit nulle soit indéfinie. Ces faisceaux sont souvent désignés en anglais par OAM Beams (*Orbital Angular Momentum Beams*), pour faisceau(x) à moment angulaire orbital. La finesse et surtout le diamètre du motif en anneau varient en fonction du nombre entier L modulant la valeur de phase (variation de $-\pi$ à $+\pi$ de plus en plus rapide le long du cercle trigonométrique). Les auteurs [Zhi et al., 2019] ont étudié la génération d'un tel faisceau à haute puissance avec un système CBC à 7 fibres. Les auteurs [Veinhard et al., 2021] ont réalisé des faisceaux OAM avec la combinaison de 61 faisceaux en régime femtoseconde, proposant ainsi le premier laser 'digital' programmable. C'est un domaine d'étude de plus en plus actif [Lemons et al., 2021].

- (Droite) Il est aussi possible de concevoir un faisceau personnalisé en associant aux faisceaux des phases choisies arbitrairement. Ici, le motif de phase permet de générer un faisceau en forme de triangle, avec des artefacts. Les auteurs [Lachinova and Vorontsov, 2013] ont étudié en simulation des motifs à dynamique spatio-temporelle non-linéaire en modulant les phases des faisceaux. Si l'on désire créer un motif spécifique en champ lointain, il est possible d'appliquer l'algorithme de Gerchberg-Saxton [Gerchberg and Saxton, 1972] qui permet de calculer de manière itérative la carte de phase associée au champ lointain. Les auteurs [Saucourt et al., 2019] ont présenté un algorithme de verrouillage des phases sur un motif en damier en simulant un réseau de fibres avec un SLM (*Spatial Light Modulator*). Enfin, les auteurs [Adamov et al., 2021] ont ainsi généré des motifs en forme de rectangle et de triangle en modulant phase et intensité de chaque faisceau. L'entreprise Civan Advanced Technologies propose cette option de mise en forme dans son laser industriel [Shekel et al., 2020].

Ainsi, le champ proche du faisceau laser devient un écran de phase qu'il est possible de moduler à notre guise (un *Optical Phased Array*, ou OPA, parfois nommé dans la littérature). Le nombre de faisceaux élémentaires dans cet écran lui associe une certaine notion de résolution de phase : par exemple avec seulement une couronne (7 faisceaux), la finesse de l'anneau du faisceau OAM sera très approximative, de même qu'il ne sera pas possible d'obtenir un faisceau triangle.

Enfin, notons que cette capacité à sculpter le champ lointain pose la question ouverte suivante : est-il toujours nécessaire d'avoir un maillage plein? Par exemple, nous pouvons voir que pour 3 couronnes, le faisceau OAM subit une légère distorsion qui est supprimée en éteignant la fibre centrale, comme montré en Figure 1.5.

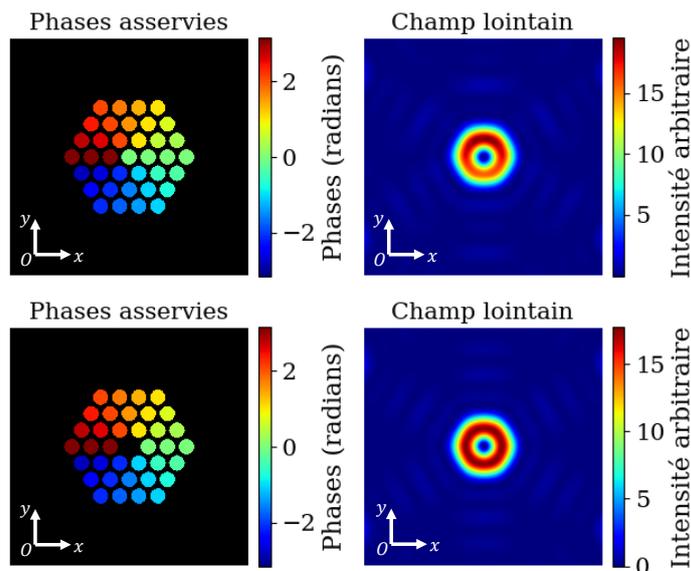


FIGURE 1.5 – Agrandissement sur les faisceaux OAM avec (haut) et sans (bas) le faisceau central du maillage hexagonal. La répartition de puissance dans l’anneau est plus homogène sans faisceau central.

1.1.3 Architecture typique d’un système laser à combinaison cohérente active de sources élémentaires fibrées

Pour réaliser les applications mentionnées dans les deux sections précédentes, il est nécessaire de préparer un système CBC qui regroupe beaucoup de compétences d’ingénierie (optique, électronique, mécanique et thermique). L’architecture schématisée dans la Figure 1.6 est représentative de la plupart des systèmes qui ont été développés jusqu’à aujourd’hui, et que nous retrouverons dans les multiples citations et état de l’art dans le présent chapitre.

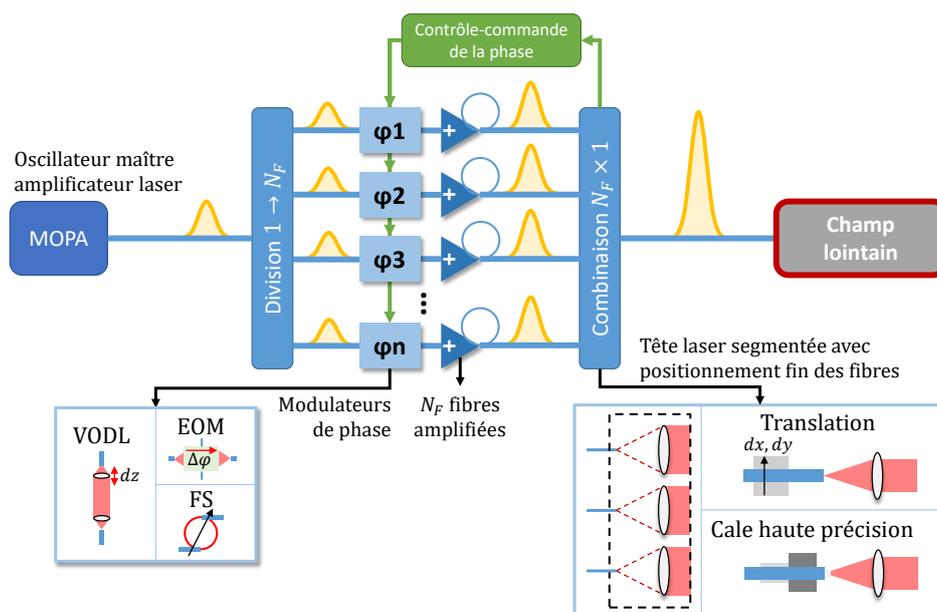


FIGURE 1.6 – Schéma de principe de la combinaison cohérente de faisceaux laser fibrés.

Pour interférer, il est nécessaire que les faisceaux soient de même nature, c'est-à-dire qu'ils aient le même spectre centré sur la longueur d'onde λ et qu'ils soient temporellement cohérents. De plus, pour interférer constructivement, il est nécessaire que ces derniers partagent même polarisation et surtout même phase ou relation de phase, qui est la variable canonique de la combinaison cohérente. Les briques élémentaires de la CBC sont souvent des fibres optiques amplificatrices à maintien de polarisation, car ces dernières permettent de contrôler les quatre conditions d'interférence constructive via des acteurs ou actionneurs fonctionnels fibrés. Dans le schéma de montage le plus courant, ces derniers sont :

- Un amplificateur de puissance maître (*Master Oscillator Power Amplifier*, MOPA) qui est découplé en N_F voies (noté $1 \rightarrow N_F$), portant un spectre et une polarisation identiques.
- Des modulateurs de phase spatiale de type électro-optique (*Electro-optic modulators*, EOM) ou des étireurs de fibre (FS, *fiber stretchers*), assimilés à des EOMs. Ils permettent de contrôler le déphasage des ondes. Ces modulateurs sont asservis par un signal de contrôle-commande de la phase, dont l'actionneur se trouve en dérivation soit en champ proche soit en champ lointain, et sera l'objet d'une présentation plus complète.
- Dans le cas du régime pulsé (picoseconde, femtoseconde), il est aussi nécessaire de réguler le retard temporel entre tous les trains d'onde de la pupille laser (phase temporelle ou spectrale). Pour ce faire, des lignes à retard optique variable (VODL, de l'anglais *Variable optical delay line*) peuvent être ajoutées. Ces lignes sont asservies de la même manière que les EOMs.
- Des étages d'amplification fibrés.
- Un système d'alignement des barreaux de contrainte des fibres pour la gestion de la polarisation.
- Dans certains cas, les fibres peuvent être finement ajustées au niveau de la tête laser par des platines de translation piézoélectriques ou d'autres dispositifs équivalents. Cela permet un contrôle fin des inclinaisons de la phase spatiale, en alignant les faisceaux sur le centre des lentilles de collimation.
- Un élément de combinaison (noté $N_F \times 1$), permet ensuite de faire se superposer tous les faisceaux élémentaires pour créer le champ lointain. Il existe trois grands types de combinaison : superposition pupillaire [Müller et al., 2018], superposition par un réseau de diffraction [Cheung et al., 2008], ou propagation d'une pupille segmentée composée des N_F faisceaux (cas étudiés dans cette thèse) [Fsaifes et al., 2020, Fan, 2005].

Après avoir discuté des défis à relever et des possibilités offertes pour et par le contrôle de la phase des faisceaux qui composent la pupille segmentée / le champ proche du laser CBC, nous allons discuter avec plus de détails ce que représentent les phases spatiales et spectrales de chaque faisceau. Il est nécessaire d'ajuster de manière active ces phases, qui sont les inconnues principales du problème de la combinaison cohérente.

En effet, s'il est aujourd'hui possible de contrôler la longueur d'onde de chaque canal, son spectre dans le cadre des impulsions courtes, et sa polarisation; le contrôle passif des phases spatiales et spectrales des fibres laser ne permet que de réaliser la combinaison d'un petit nombre de faisceaux à faible puissance [Chang et al., 2010] et n'est pas employé avec une architecture basée sur un oscillateur maître.

1.1.4 Mise en phase du faisceau combiné

La phase de chaque faisceau laser est l'élément central, voir canonique, de la combinaison cohérente. Cette dernière est affectée par deux sources de perturbations distinctes. D'un côté, le montage mécanique des fibres optiques dans la tête laser, ainsi que l'alignement des lentilles de collimation, peuvent faire survenir des aberrations de phase spatiale (désalignement, défocalisation). De l'autre côté, les variations dues à la propagation des impulsions laser dans les fibres optiques amplifiées, source de bruit, entraînent l'apparition d'un terme de phase temporelle et spectrale dans le cas des impulsions ultracourtes. La conception d'un laser CBC nécessite d'étudier finement les perturbations introduites par ces deux termes [Heilmann, 2018, Le Dortz, 2018, Bellanger, 2010, Goodno et al., 2010b].

Phase spatiale

La première source de phase spatiale provient de l'erreur d'alignement entre la fibre optique et la lentille de collimation (Figure 1.7), dans le plan parallèle à celui de la lentille. Le décalage, qui peut être introduit suite à une erreur de positionnement ou une mauvaise calibration, va entraîner un renvoi à l'infini du faisceau incliné d'un certain angle, le tip/tilt. Le faisceau se propage et peut éventuellement provoquer des interférences parasites, voir sortir de la zone de recombinaison. Selon le montage, il suffit d'un décalage de quelques dixièmes de la distance inter-faisceaux idéale d_F pour perdre jusqu'à 10% et plus d'efficacité de combinaison brute [Le Dortz, 2018].

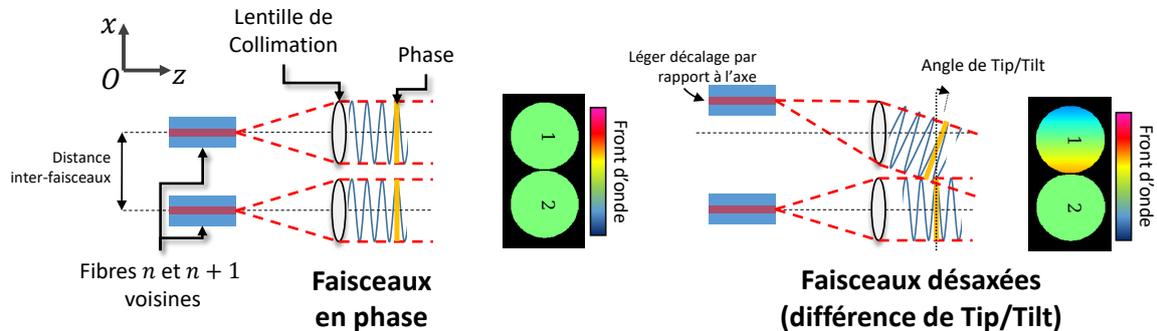


FIGURE 1.7 – Illustration du défaut d'alignement conduisant à un défaut de tip/tilt de la phase spatiale, par rapport à un système en phase. Le défaut est exagéré pour se rendre compte de son effet.

La phase spatiale du n -ième faisceau collimaté s'écrit alors :

$$\varphi_n^{\text{spatiale}}(x, y) = \frac{2\pi t_{Xn}}{\lambda}(x - x_n) + \frac{2\pi t_{Yn}}{\lambda}(y - y_n) + o(x^2, y^2, xy) \quad (1.8)$$

Avec $2\pi t_{Xn}$ et $2\pi t_{Yn}$ les angles de tip et tilt respectivement, et (x_n, y_n) la position idéale du faisceau collimaté. Les termes de plus hauts ordres, notamment la défocalisation (quand la distance de la sortie de la fibre à la lentille est différente de la longueur focale de cette dernière), ont aussi un effet sur la combinaison cohérente, mais les tolérances sont plus grandes. Les effets d'ordres supérieurs sont associés aux possibles défauts de fabrication des lentilles de collimation [Bellanger et al., 2011]. Or ces derniers sont bien maîtrisés aujourd'hui, bien que ces lentilles ne soient pas les plus classiques dans le commerce. Dans la suite de la thèse, nous les considérons nuls.

Phase temporelle ou spectrale

La phase temporelle ou spectrale est représentée par deux parties : le piston de phase $\varphi_{0,n}$, aussi appelé piston absolu ou déphasage à l'origine (choisi relativement à une valeur de piston donnée par un plan de référence, ou un autre faisceau laser...); et les termes liés au régime ultracourt, dont nous ne retiendrons que le premier qui est le retard d'impulsion $\tau_{1,n}$:

$$\varphi_n^{\text{spectrale}}(\omega) = \varphi_{0,n} + \tau_{1,n} \cdot (\omega - \omega_0) + o[(\omega - \omega_0)^2] \quad (1.9)$$

Ces deux termes sont illustrés en Figure 1.8 et décrits dans les paragraphes suivants.

Le piston de phase est un décalage de l'oscillation du champ par rapport à une référence. Il est l'objet de toutes les études concernant la maîtrise du contrôle-commande pour la combinaison cohérente, et, par abus de langage, est très souvent appelé phase. Dans l'architecture CBC la plus classique (Figure 1.6), les faisceaux lasers proviennent tous du même oscillateur maître avant d'être divisés en N_F canaux par un ou plusieurs dispositifs de séparation. Les faisceaux accumulent alors du déphasage les uns par rapport aux autres, ce qui est bien sûr renchéri par le passage dans les étages d'amplification et l'environnement thermo-mécanique du laboratoire. Tous ces éléments sont des sources de bruit qui deviennent indifférenciables au niveau du faisceau en sortie du canal.

Les autres termes de l'Eq.(1.9) deviennent importants lorsque l'on se place dans le régime des impulsions ultracourtes centrées sur la longueur d'onde centrale d'impulsion λ_0 telle que $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$. Le délai de groupe représente le retard temporel qu'aura une impulsion par rapport à une autre impulsion, comme illustré en Figure 1.8. Lorsque $\tau_{1,n}$ est trop grand (de quelques fs à quelques centaines de fs), les impulsions ultracourtes n'interfèrent plus : elles deviennent incohérentes. Les termes d'ordre supérieur en ω comme la dérive de fréquence à l'ordre 2, ont un faible impact pour les impulsions de durée égale à la centaine de fs. Ce point a été discuté dans la littérature [Heilmann, 2018, Daniault et al., 2012].

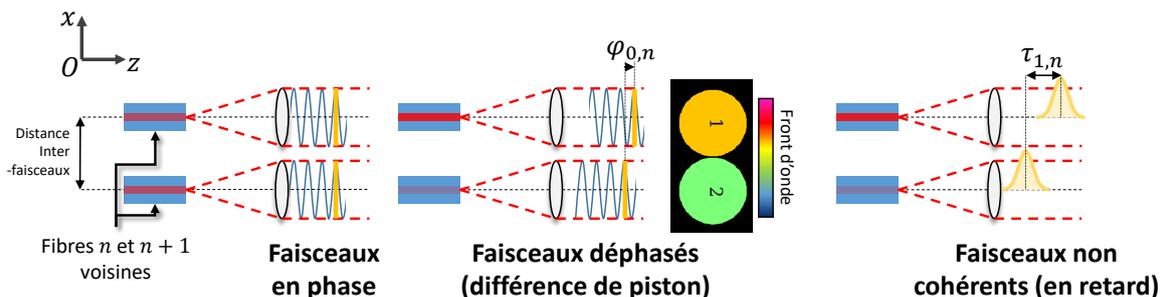


FIGURE 1.8 – Illustration des défauts de phase temporelle ou spectrale.

Si la question du transport de puissance dans les fibres amplifiées a été étudiée dans les vingt dernières années [Grot, 2006, Canat et al., 2009], la question de la dérive temporelle des phases d'une population de fibres en sortie des étages d'amplifications reste aujourd'hui mal connue. Certaines fibres, ou plutôt canaux, partagent par exemple des séparateurs voir des éléments d'amplifications communs, et d'autres sont parfois affectées d'une caractéristique spectrale unique. A l'aube de la naissance de systèmes CBC à plusieurs dizaines voir centaines de fibres combinées, étudier de manière collective une population de fibres et en discerner les différences de comportement est un objectif clef pour l'amélioration de ces

nouvelles chaînes laser. Cette problématique nous intéresse grandement et sera discutée tout au long du manuscrit.

Pour garantir une minimisation du déphasage entre les N_F faisceaux, les déterminations de la densité spectrale de puissance, ou de la densité spectrale de bruit de phase dans les amplificateurs fibrés sont souvent des méthodes de choix, car l'une et l'autre permettent d'estimer la fréquence de coupure (ou la bande passante) nécessaire pour asservir le système CBC (Figures 1.9 et 1.10). Ainsi, les données et comptes rendus de nombreux auteurs ont mis en lumière des zones d'influence des sources de perturbation de la dérive de phase en sortie d'une fibre amplifiée, et ont permis des estimations de bandes passantes à utiliser pour garantir un déphasage inférieur à $\pi/10$ RMS ($\lambda/20$) [Augst et al., 2007].

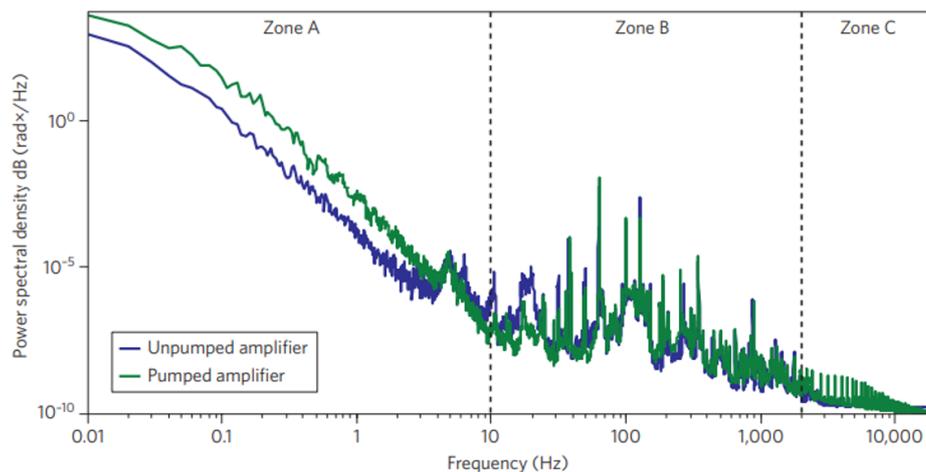


FIGURE 1.9 – Densités spectrales de puissance pour des variations de phase de fibres amplificatrices. Des domaines de perturbations moyens sont discernables. Source : [Mourou et al., 2013].

Les zones d'influence sont notamment marquées dans la première densité spectrale de puissance de la Figure 1.9 (zones A, B et C) et sont reconnaissables dans les autres figures, cependant avec des fréquences caractéristiques différentes. Il est reconnu en général que la zone A (0 - dizaine de Hz) est une décroissance due aux conditions thermo-mécaniques de l'environnement (le plus souvent un laboratoire). La zone B (dizaine de Hz - centaines de Hz) est plutôt une suite "d'événements" qui sont des résonances acoustiques (vibrations des éléments du banc). La zone C (au delà du kHz), parfois entremêlée à la zone B, est un seuil de bruit lié aux dispositifs électroniques, dont parfois le moyen de mesure en lui-même. Remarquons que les principales différences, quand elles sont visibles, résident principalement dans les zones B et C de la densité spectrale. Enfin, notons que l'augmentation de la puissance dans la fibre, visible dans deux des graphiques des Figures 1.9 et 1.10 (bas-gauche), peut moduler les régimes que nous venons de mentionner, en termes de décroissance(s) ou de fréquences caractéristiques. Dans ces graphiques, le découpage en zone A/B/C n'est pas représenté, mais se distingue plus ou moins bien selon les études qui ont été réalisées (isolation ou amplification d'un certain type de bruit, par exemple).

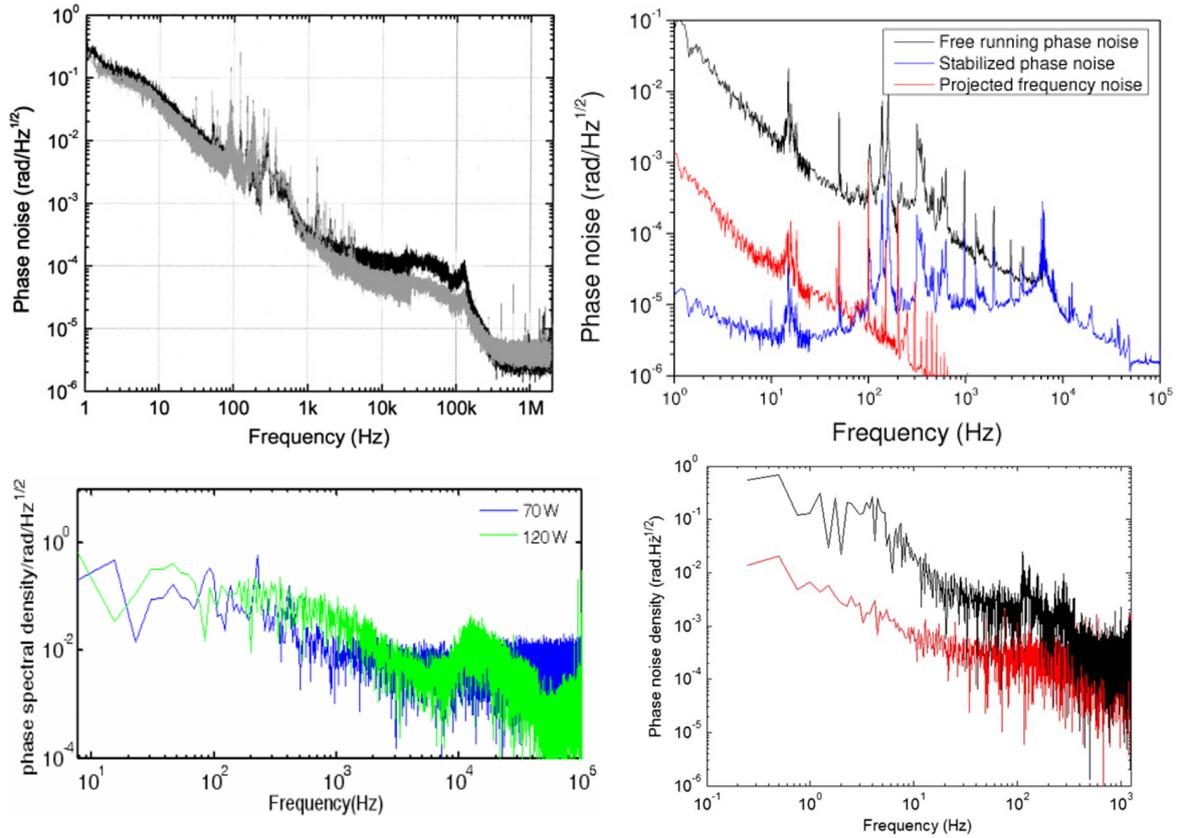


FIGURE 1.10 – Densités spectrales de bruit de phase de fibres amplificatrices. Dans les images de droite, les courbes bleue et rouge respectivement représentent des mesures où des boucles de contrôle-commande de phase sont actives. Sources : Haut-gauche [Augst et al., 2004], Bas-gauche [Wang and Si, 2009], Haut-droite [Tünnermann et al., 2011], Bas-droite [Daniault et al., 2011].

Récapitulatif

Nous nous sommes appliqués à bien définir la phase d'un des faisceaux élémentaires du laser CBC, dont nous rappelons l'écriture :

$$\varphi_n(x, y, \omega) = \varphi_n^{\text{spatiale}}(x, y) + \varphi_n^{\text{spectrale}}(\omega) \quad (1.10)$$

Les N_F principales inconnues sont donc soit des corrections en piston de phase seulement (régime continu) ou piston et délai (régime ultracourt), soit des triplets ou des quadruplets [piston, tip, tilt, délai de groupe (régime ultracourt)] dans le cas d'un contrôle plus avancé mais pas forcément nécessaire selon l'application ciblée. Ces principaux défauts sont illustrés dans les Figures 1.7 et 1.8 sans perte de généralité sur le décalage en tilt le long d'un axe y . Dans le manuscrit, le mot phase sera assimilé à un piston de phase sauf mention contraire énonçant clairement la distinction entre les termes.

Pour conclure cette première partie du chapitre, nous avons vu qu'il est nécessaire de concevoir une stratégie de contrôle-commande (aussi dite boucle de rétroaction) qui asservit les phases par rapport à un objectif à atteindre dans le champ lointain (maximisation de la puissance dans le lob central ou mise en forme du faisceau).

1.1.5 Contrôle-commande des phases des faisceaux élémentaires

Concevoir de bout en bout un laser à combinaison cohérente de faisceaux élémentaires nécessite de contrôler et de compenser les déphasages introduits par toutes les sources de bruit : le découplage du MOPA vers les N_F fibres, les chaînes d'amplification et les variations thermo-mécaniques de l'environnement du système, dans le laboratoire ou en opération extérieure. Depuis l'émergence du concept de combinaison cohérente active dans les années 2000 jusqu'à nos jours, de nombreuses stratégies de contrôle-commande des phases des faisceaux élémentaires ont été développées. Deux grandes classes de boucle de contrôle-commande se distinguent : les méthodes dites en champ lointain et celles en champ proche. L'annexe A.1 regroupe les descriptions détaillées des boucles les plus utilisées en CBC.

Mise en phase en champ lointain

Cette catégorie de boucle de contrôle-commande repose sur la lecture d'une fraction du champ lointain extraite par une lame séparatrice (quelques %), et imagée sur un détecteur qui peut être soit matriciel, soit une photodiode (cas le plus fréquent). Un schéma de fonctionnement est montré en Figure 1.11. Le lobe central seul est collecté en général. Une fonction de coût mettant en relation le PIB et la distribution des phases des faisceaux est définie. Le rôle de la boucle est d'agir sur les modulateurs de phase de manière à trouver l'optimum de cette fonction de coût qui, implicitement, maximise le PIB et donc réalise la combinaison cohérente. Parmi les méthodes de mise en phase en champ lointain, certaines réalisent un calcul de la différence de phase entre les faisceaux, ce qui permet de récupérer une information sur l'évolution de la phase en boucle fermée; d'autres fonctionnent par processus itératif par ajout d'un différentiel de phase sur chacun des actionneurs. Une présentation des principales boucles en champ lointain est disponible pour une lecture complémentaire en annexe A.1.1. Des variantes de ces méthodes permettent de faire de la mise en forme de faisceaux [Hou et al., 2020].

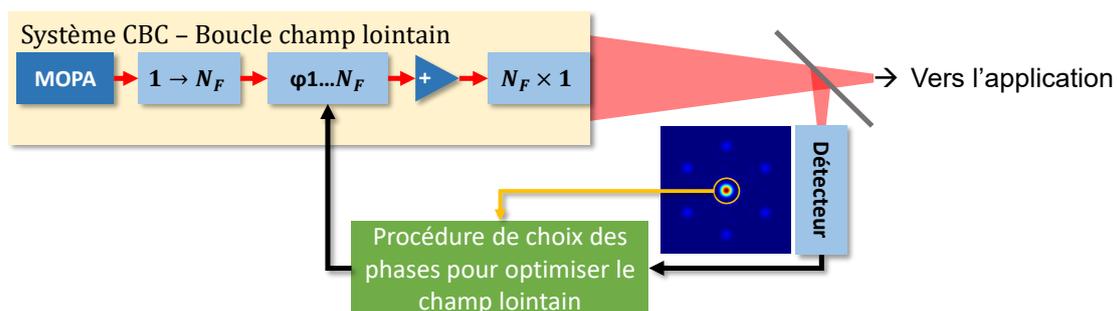


FIGURE 1.11 – Schéma de fonctionnement d'un système CBC avec une boucle de contrôle-commande en dérivation sur le champ lointain.

Les méthodes en champ lointain sont très pratiques lorsqu'il s'agit de combiner les faisceaux laser sur une cible distante au travers d'une source de fortes perturbations de la phase, comme la turbulence atmosphérique. Un dispositif de collection d'une partie du flux rétro-propagé par la cible est alors mis en place et joue le rôle de critère d'optimisation de la fonction de coût. Une stratégie de mise en phase avec cible dans la boucle est désignée en

anglais par TIL pour *Target-In-the-Loop* (plus de détails en annexe A.1.3). Nous réaliserons le diagnostic d'un laser équipé d'un tel système au court du chapitre 4.

Mise en phase en champ proche

A l'inverse, la mise en phase en champ proche se base sur la collection d'une fraction des faisceaux en sortie de la matrice de lentilles de collimation. Le champ proche est alors imagé au niveau d'un analyseur de front d'onde (Figure 1.12), qui peut être un masque de phase ou un interféromètre avec référence. L'intensité est collectée en sortie de l'analyseur, sur un détecteur de type photodiode ou matriciel (cas le plus fréquent). Elle est reliée aux phases ou aux différence de phases des faisceaux du champ proche tous entre eux, de proche en proche, ou tous avec une référence (cas le plus fréquent là aussi). Il s'agit ensuite de traiter la figure d'intensité, souvent des franges d'interférence, avec des procédures adaptées de la littérature (comparaison-corrélation, analyse de Fourier, inversion matricielle...) pour reconstruire les différences de phase et ultimement les valeurs des phases de chacune des fibres laser. De nombreuses solutions technologiques existent et sont détaillées dans l'annexe A.1.2. Les méthodes en champ proche sont plus à même de réaliser des mises en forme de champ lointain [Veinhard et al., 2021]. Une analyse métrologique d'un laser à très grand nombre de fibres équipé d'une boucle principale en champ proche et d'une boucle secondaire en champ lointain sera menée au cours du chapitre 5.

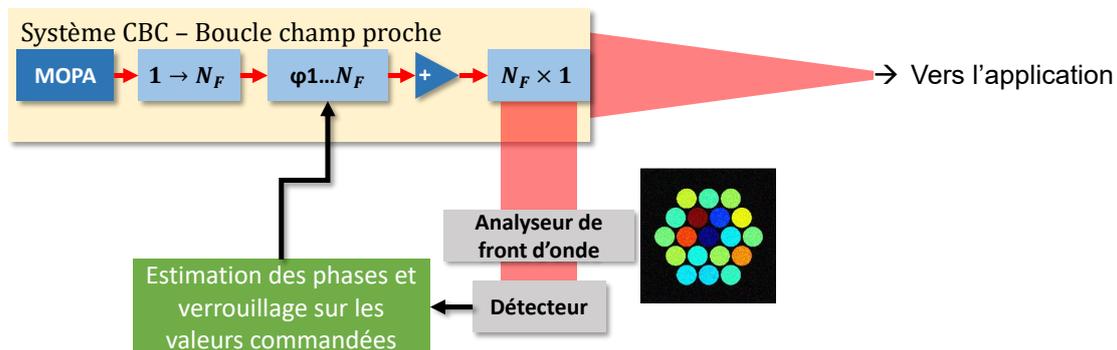


FIGURE 1.12 – Schéma de fonctionnement d'un système CBC avec une boucle de contrôle-commande en dérivation sur le champ proche.

Critères qualifiants la mise en phase

Quelle que soit la boucle de contrôle-commande choisie, cette dernière agit sur les phases φ_n des N_F fibres de la chaîne laser, en asservissant temporellement et spatialement ces dernières selon une loi de commande prédéfinie. Une matrice permettant de mieux se représenter les séries spatiales et temporelles des phases (notamment des pistons) est disponible dans le marque-pages en Figure 0.1.

Par exemple, pour maximiser la puissance du faisceau combiné, la boucle rend toutes les phases égales. Dans ce cas, il est important de vérifier que la dispersion spatiale des valeurs des phases sur tout le champ proche est faible, c'est-à-dire que la valeur RMS spatiale des phases σ_S l'est aussi et qu'elle le reste dans le temps. Cette valeur RMS spatiale s'écrit alors (pour des pistons de phase) :

$$\sigma_S = \sqrt{\frac{1}{N_F} \sum_{n=1}^{N_F} (\varphi_{0,n} - \overline{\varphi_{0,n}})^2} \quad (1.11)$$

avec la moyenne spatiale définie par $\overline{\varphi_{0,n}}$. Elle peut dépendre du temps si la mesure est dynamique, mais nous ne surchargeons pas les notations pour le moment. Si les phases sont verrouillées par rapport à un motif de commande φ_n^C , il faudra faire le calcul relativement à ce motif, c'est-à-dire calculer la valeur RMS de l'erreur (toujours en piston dans l'exemple) :

$$e(\varphi_{0,n}) = \varphi_{0,n} - \varphi_{0,n}^C \quad (1.12)$$

Pour chiffrer la formule, il est courant de définir une valeur RMS spatiale moyenne cible de $\lambda/20$ RMS (moins d'un radian); c'est la valeur moyenne des dispositifs présentés dans l'annexe. Il est aussi considéré que la dérive temporelle reste stable, ce qui est d'autre part vérifié par le calcul de la valeur RMS temporelle pour chaque phase, $\sigma_T[\varphi_{0,n}]$, qui s'écrit :

$$\sigma_T[\varphi_{0,n}] = \sqrt{\langle (\varphi_{0,n}(t) - \langle \varphi_{0,n} \rangle)^2 \rangle} \quad (1.13)$$

La notation $\langle \cdot \rangle$ représente la moyenne temporelle. Si le système est ergodique, bien corrigé, et qu'il y a suffisamment de points de mesure autant spatialement que temporellement, les deux écarts-types doivent converger vers une même valeur. Nous verrons dans cette thèse que des perturbations supplémentaires, notamment des oscillations non compensées, introduisent quelques entorses à ce principe.

1.2 État de l'art des systèmes laser à combinaison cohérente

La R&D sur la combinaison cohérente active de sources laser avec remplissage de pupille est mondiale. De nombreuses études théoriques et expérimentales sont publiées chaque année en provenance de presque tous les continents. Dans cette section, nous allons passer en revue un état de l'art non exhaustif s'attachant aux importantes avancées dans la thématique dans les cinq dernières années.

Équipe XCAN : Ecole Polytechnique/Thales, Palaiseau - France

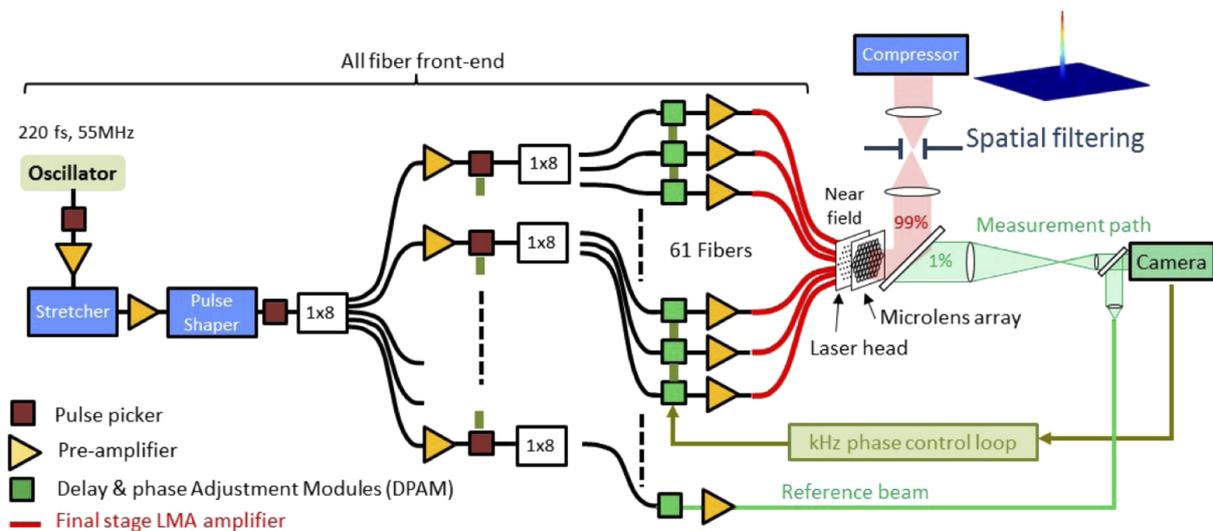


FIGURE 1.13 – Laser XCAN à 61 fibres en régime femtoseconde.

Dans les années 2000 puis 2010, une équipe multi-centres de recherche groupée autour de Gérard Mourou (prix Nobel de Physique 2018¹), propose un projet ambitieux, ICAN (*International Coherent Amplified Network*), qui veut réunir le laser à la physique des hautes énergies [Mourou et al., 2013] et des applications sociétales qui prendront une part importante dans les défis que vont relever les scientifiques dans le futur (réduction de demie-vie des déchets radioactifs et désorbation de débris spatiaux²) [Soulard et al., 2014, Tajima et al., 2013]. ICAN suggère qu'il sera possible de combiner plus d'un millier d'émetteurs. XCAN³ (*X Coherent Amplified Network*) est un premier niveau de démonstration du laser ICAN et comporte 61 fibres amplifiées combinées (Figure 1.13). Il est porté par l'École Polytechnique et Thales et detient le record du nombre d'émetteurs combinés en régime ultracourt. Le système CBC est basé sur un MOPA délivrant une impulsion de l'ordre de 250 fs centrée sur 1032 nm (de largeur spectrale environ 15 nm). L'impulsion est ensuite divisée vers 61 canaux amplifiés sur lesquels sont ajoutés les modules de contrôle du délai de groupe et du piston de phase. Les faisceaux sont combinés grâce à deux systèmes de contrôle-commande des phases. Le premier est une mesure en champ proche par interférence avec une onde de référence [Le Dortz et al., 2017, Antier et al., 2014] (annexe A.1.2). Il permet d'ajuster d'abord le délai de groupe, puis la mise en phase des

1. <https://www.polytechnique.edu/fr/content/gerard-mourou-prix-nobel-de-physique-2018>

2. <https://gargantua.polytechnique.fr/siatel-web/app/linkto/mICYU8sBW>

3. <https://portail.polytechnique.edu/luli/fr/xcan>

fibres avec une qualité de mise en phase inférieure à $\lambda/55$ RMS à l'optimum. La cadence de contrôle-commande des phases du système est estimée à 1 kHz. Une seconde boucle en champ lointain de type SPGD (annexe A.1.1) permet d'ajuster finement les variations de phase du champ proche afin de maximiser la puissance du champ lointain, dont l'efficacité PIB avoisine les 50% (annexe A.1.1). Ce champ lointain peut être filtré et réimagé pour obtenir un faisceau intense de paramètre de forme M^2 proche de 1, soit quasiment Gaussien. Enfin, les phases des fibres sont programmables, ce qui a permis d'obtenir le premier faisceau OAM combiné en régime femtoseconde [Veinhard et al., 2021]. Des informations techniques supplémentaires sur l'architecture du laser XCAN peuvent être trouvées dans les références [Fsaifes et al., 2020, Heilmann et al., 2018].

Équipe du College of Interdisciplinary Studies, National University of Defense Technology, Changsha - Chine

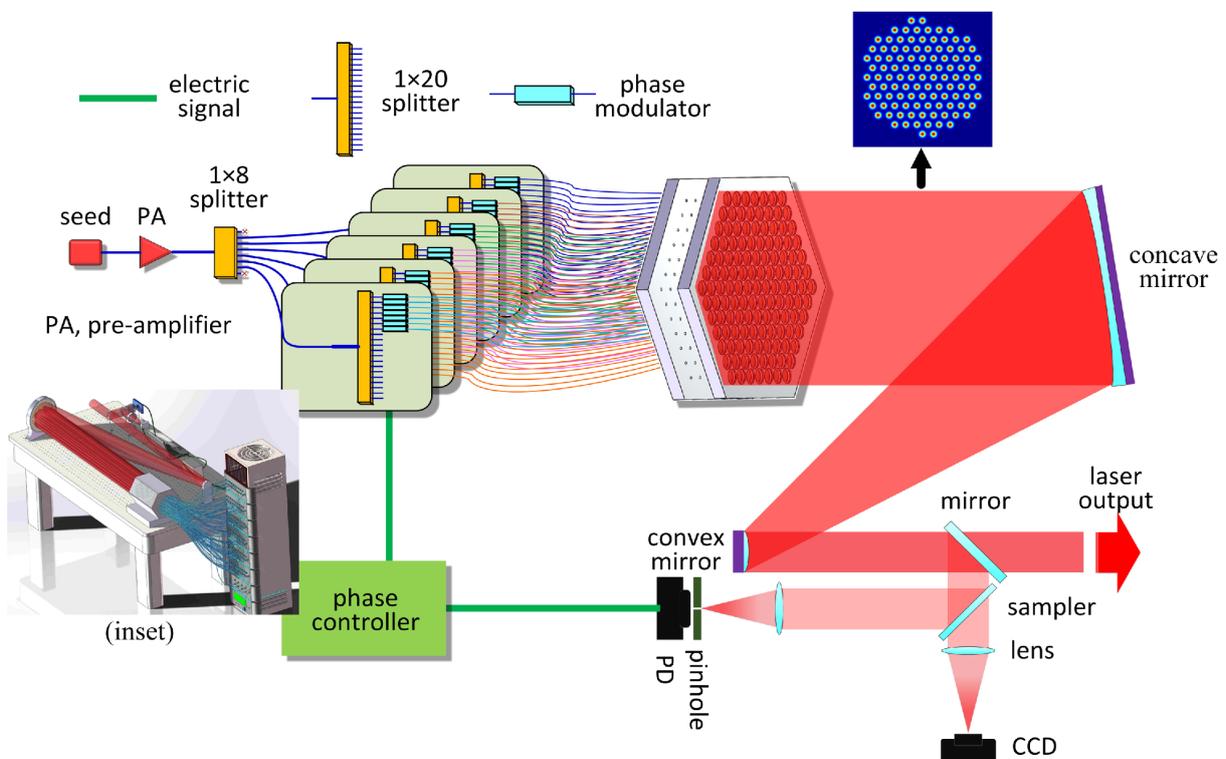


FIGURE 1.14 – Laser à 107 fibres de la NUDT Changsha.

L'équipe de la NUDT Changsha mène des recherches sur les architectures CBC depuis la fin des années 2000 [Zhou et al., 2009b]. En 2017, elle démontre sa capacité à combiner des fibres pour atteindre une puissance cumulée de 1870 W en combinaison cohérente, avec un faisceau filtré de $M_x^2 = 1.21$ et de $M_y^2 = 1.32$ [Liu et al., 2017]. Enfin, elle a aussi fourni des mesures de bruits de phase piston et tilt dans ce même article.

En 2020, cette équipe a réalisé la combinaison cohérente active de 107 fibres arrangées dans une pupille segmentée à maille hexagonale (Figure 1.14). C'est le record actuel du nombre de fibres combinées [Chang et al., 2020]. La longueur d'onde du laser issu du MOPA est de 1064nm. Le faisceau initial est séparé ensuite en 107 canaux via divers étages de division. Ces canaux ne sont pas réamplifiés par la suite. Les faisceaux en sortie des fibres

sont collimatés selon une maille de lentilles hexagonale où presque 6 couronnes sont remplies. Les phases des fibres sont asservies en piston et en tip/tilt par des actionneurs pilotés par un algorithme de type SPGD, avec une qualité de mise en phase estimée à $\lambda/22$ RMS et l'acquisition du signal ayant une fréquence de 1 MHz (mais rien n'est dit sur le temps de stabilisation de la figure CBC). Le contraste des franges d'interférence du champ lointain est de 96% tandis que le ratio de puissance dans le lobe central (rendement PIB) est d'environ 22.5% et l'efficacité de combinaison de 40%. Après avoir achevé ce jalon, l'équipe se dirige vers l'application des méthodes de type Deep-Learning [Hou et al., 2019] et SPGD modifié [Song et al., 2020] pour réaliser l'algorithme de mise en phase des fibres (voir annexe A.1.1 pour les détails des boucles).

Équipe Intelligent Optics Laboratory, Dayton University, Dayton - États-Unis

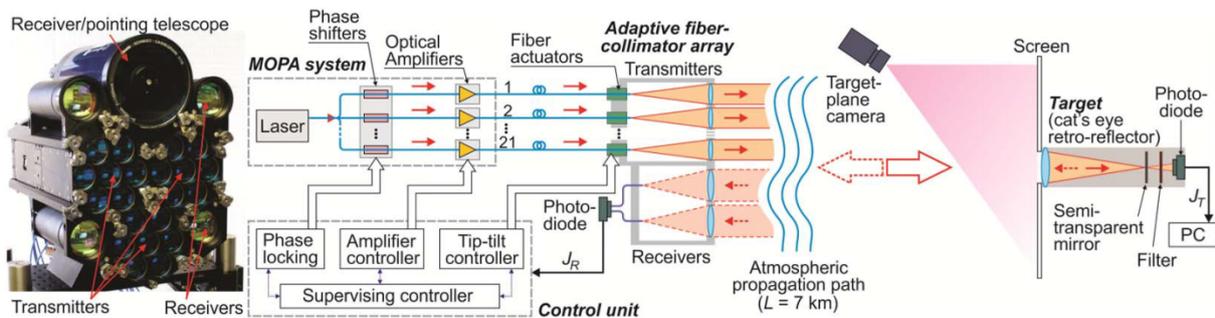


FIGURE 1.15 – Laser Dayton/Opticus à 21 fibres combinées sur une cible à 7 km.

L'équipe IOL-Dayton est une des pionnières de la conception de techniques de mise en phase de systèmes laser à combinaison cohérente. Après avoir mis en avant le SPGD dans ce domaine [Weyrauch et al., 2001], elle a réalisé de nombreuses études sur la propagation des lasers CBC au travers de la turbulence atmosphérique [Lachinova and Vorontsov, 2008].

Dans le début des années 2010, cette équipe décroche le record de TIL-CBC avec 7 fibres mises en phase sur une cible placée à 7 km de distance (Figure 1.15) [Weyrauch et al., 2011] dans des régimes de turbulence faible à modérée. En 2016, les auteurs publient une performance similaire, combinant cette fois 21 fibres réparties dans trois têtes optiques de 7 fibres chacune [Weyrauch et al., 2016]. Le laser du MOPA est de longueur d'onde 1064 nm (régime continu) et chaque canal est amplifié avant d'être inséré dans un groupe de tête laser correspondant qui permet de contrôler le tip/tilt des faisceaux en désaxant légèrement les fibres. Le système complet est mis en phase par un SPGD qui maximise la puissance rétrodiffusée par la cible grâce à la collection du champ par une photodiode placée sur le même banc optique. La cadence du SPGD est de 250 kHz et la fréquence de boucle de contrôle commande est de l'ordre de 500 Hz (il faut plus de 250 itérations de l'algorithme pour stabiliser la figure d'interférence en champ lointain). L'impact de la turbulence sur le système est mesuré par un système annexe externe au banc laser. Après avoir démontré les avantages de la CBC pour la mise en phase sur cible par rapport à un laser monolithique [Vorontsov et al., 2016], cette équipe porte désormais son attention sur la mise en phase avec une cible non-coopérative.

Conclusion

L'engouement pour le développement de systèmes laser basés sur la combinaison cohérente de briques élémentaires fibrées est mondial; la production scientifique reste soutenue depuis 10 ans, avec une nette évolution depuis les fondements du concept début des années 2000 (Figure 1.16). Aujourd'hui apparaissent dans le domaine non seulement de nouvelles équipes de recherche, mais aussi des industriels qui commencent à s'approprier le concept pour en faire un produit adapté à un marché, comme cela a été évoqué dans l'ouverture du manuscrit.

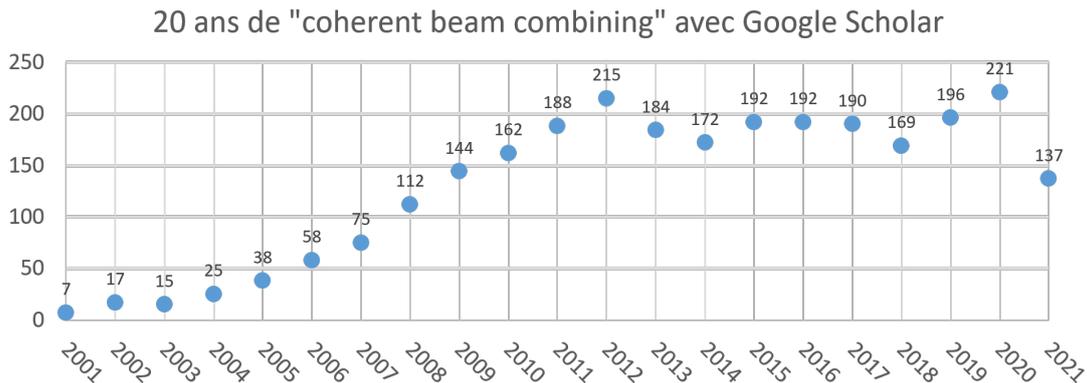


FIGURE 1.16 – Estimation du nombre de publications liées à la combinaison cohérente de 2001 jusqu'en Juin 2021. Résultats obtenus avec le moteur Google Scholar.

La technologie a grandement évolué en 20 ans. Le nombre d'émetteurs combinés ne cesse d'augmenter (de 2 fibres à plus d'une centaine); la puissance moyenne maximale transportée dans les démonstrateurs varie de l'échelle du W au kW et la combinaison d'impulsions ultracourtes (<200 fs) à haut taux de répétition est sérieusement considérée (pour l'obtention d'une grande puissance crête ainsi qu'une énergie de l'ordre du J et au-delà). Les briques technologiques qui composent chaque canal ont elles-mêmes gagné en maturité, que ce soit au niveau des amplificateurs à fibres ou des actionneurs de contrôle de la phase (EOMs, boucle de contrôle-commande). La cadence de boucle fermée est certes un critère important, côtoyant souvent la valeur symbolique du kHz, mais la stratégie d'asservissement doit aussi garantir une qualité de mise en phase constante et optimale, sous la valeur là encore symbolique des $\lambda/20$ RMS voire le nouveau standard $\lambda/50$ RMS.

Enfin, il est important de noter que les conditions d'utilisation des systèmes CBC sont très variées : en laboratoire, à l'extérieur, soumis ou non à des vibrations, de la turbulence atmosphérique, etc.. L'environnement même du laser contribue à générer du bruit de phase, qui, en se sommant à toutes les autres sources déjà évoquées (notamment les amplificateurs), rendra le système de moins en moins facile à simuler, comprendre, et contrôler; surtout qu'il s'agira de réaliser des mises à l'échelle conséquentes (passage d'un modèle validé à 7 fibres, à un système expérimental à plus de 100 fibres, ou disposition réelle des chaînes d'amplifications, etc.).

1.3 La nécessité d'un outil de diagnostic des surfaces d'ondes segmentées générées par la pupille laser

Il me paraît aujourd'hui nécessaire d'optimiser les briques technologiques qui composeront les lasers idéaux de demain, combinant mille et plus fibres amplifiées à très puissances crête et moyenne, et permettant une mise en forme exacte de faisceau. Pour atteindre cet objectif, il me semble important de disposer de moyens de métrologie permettant d'estimer un grand nombre de critères de contrôle de manière robuste avec une haute exactitude. Un tel moyen de diagnostic (instrument + traitement) devra être non-invasif, qualifié et étalonné par un grand nombre de tests. De plus, il devra être compact et pouvoir être déployé sans utilisation d'un bras de référence (surface ou faisceau fibré) pour simplifier son intégration sur tous les types de banc CBC.

1.3.1 Critères de qualification d'un laser CBC

Avant d'exprimer l'objectif de la thèse, résumons d'abord les critères de qualification d'un laser CBC que nous avons défini au court du chapitre; et ajoutons quelques définitions complémentaires (qui sont classiquement retenues) :

- L'efficacité brute de combinaison cohérente η_{brute} (Eq.(1.5)) est le ratio de la puissance totale du champ lointain par rapport à la puissance totale délivrée par les fibres en entrée. Elle représente une version simplifiée d'un bilan de puissance, qualifiant les pertes par réflexion parasite, absorption etc., le long du chemin optique.
- L'efficacité du PIB⁴ (Eq.(1.6)) est le ratio de puissance contenu dans le lobe central du motif CBC classique par rapport à la puissance totale du champ lointain. Complémentaire de η_{brute} , il lui est souvent préféré en raison de sa simplicité de calcul. Sa valeur symbolique est aux alentours des 63%.
- Le paramètre M^2 intrinsèque aux lasers. Il caractérise l'écart de forme d'un faisceau laser par rapport à un faisceau Gaussien théorique. Le M^2 est défini comme étant le ratio de la largeur réelle du faisceau laser (*waist*) à sa distance de Rayleigh sur la largeur idéale d'un faisceau Gaussien à la même distance (illustration Figure 1.17). Ce paramètre peut aussi être estimé pour le faisceau combiné filtré [Heilmann et al., 2018, Liu et al., 2017]. Sa valeur idéale est $M^2 = 1$.

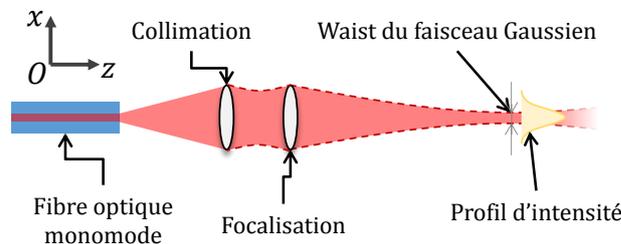


FIGURE 1.17 – Focalisation d'un faisceau laser Gaussien en sortie d'une fibre optique.

- La disparité des niveaux de puissance en sortie des N_F fibres (de leurs intensités respectives) et leur asservissement.

1.3. LA NÉCESSITÉ D'UN OUTIL DE DIAGNOSTIC DES SURFACES D'ONDES SEGMENTÉES GÉNÉRÉES PAR LA PUPILLE LASER

- Les valeurs RMS spatiales σ_S (Eq.(1.11)) ou temporelles σ_T (Eq.(1.13)) des pistons de phase φ_n , ainsi que leurs valeurs moyennes temporelles et spatiales associées. Ces valeurs qualifient la qualité de mise en phase effective par rapport à une estimation théorique de RMS minimal impactant par exemple le PIB de quelques % [Goodno et al., 2010b] ou une consigne pour la mise en forme. Une valeur symbolique de $\lambda/20$ RMS est souvent citée dans les deux cas.
- Le rapport de Strehl est ici défini par $SR \approx 1 - \sigma_S^2$ (avec σ_S donnée en radians). Il peut être appliqué en combinaison cohérente pour décrire la qualité du champ lointain [Bellanger, 2010], mais il faut légèrement modifier sa définition car le champ lointain de la combinaison de faisceaux n'est pas forcément une tache d'Airy.
- L'erreur de pointé (tip/tilt individuel) des fibres doit être minimisée, de l'ordre d'une valeur RMS spatiale et temporelle inférieure au mrad d'inclinaison. Cette erreur peut être définie relativement à une consigne surtout en cas de mise en forme du champ lointain avec du piston/tip/tilt.
- La stabilité temporelle de ces critères en valeur moyenne et en écart-type (justesse et fidélité), ce qui s'étudie principalement en calculant la densité spectrale de puissance des séries de phase/PIB/SR/... qui permet de sanctionner la capacité d'un système à atteindre l'objectif fixé (diminution de la valeur RMS, augmentation du PIB, etc.).

Il existe, en plus de ces critères généraux, de nombreuses autres notions [Goodno et al., 2010b] qui sont parfois spécialement développées par les équipes pour répondre à leur besoin et optimiser leur système CBC.

1.3.2 Objectif de la thèse

Pour anticiper l'expansion rapide de la technologie en terme de nombre d'émetteurs combinés, puissance utile et mise en forme de faisceau, il est désormais nécessaire de regrouper les instruments de mesure de ces critères sous une bannière unique pour proposer un diagnostic complet du faisceau laser combiné, et cela pour toutes les étapes de sa vie :

- Pré-étude : modélisation mathématique et simulation complète (*end-to-end*).
- Montage expérimental "boucle ouverte" (BO) : le matériel permettant de concevoir le banc jusqu'au niveau de la tête laser a été acheminé. Les canaux fibrés sont mis en place, mais il faut encore choisir le système de mise en phase adéquat et réguler ses paramètres de contrôle-commande relativement au comportement *in situ* des fibres par rapport aux modèles simulés. C'est le moment idéal pour réaliser des mesures collectives des variations de phase et d'intensité de la population des fibres installées dans la tête optique. De telles mesures, menant en général aux estimations du contenu spectral, permettent de raffiner les paramètres clefs de la boucle de mise en phase (régulateur PID⁵, etc.).
- Montage expérimental en "boucle fermée" (BF) : le montage est complet. La boucle de contrôle-commande a été intégrée au banc laser, de même que les systèmes de mesure du champ lointain ou d'exploitation scientifique. La plupart du temps, le système travaille en mode asservi et les phases sont verrouillées par la commande envoyée à la boucle par l'utilisateur. On peut donc faire des mesures de l'exactitude de la qualité de mise en phase (valeur RMS spatiale, temporelle), et comparer le contenu spectral résiduel au fonctionnement en boucle ouverte.

5. Proportionnel-Intégral-Dérivé

1.3. LA NÉCESSITÉ D'UN OUTIL DE DIAGNOSTIC DES SURFACES D'ONDES SEGMENTÉES GÉNÉRÉES PAR LA PUPILLE LASER

- Maintenance ou défaillance du système : une fibre manquante, un système de contrôle-commande ne répondant pas à la bonne fréquence, un amplificateur défectueux, etc..

Pour réaliser les relevés de la plupart des critères susmentionnés, il faut donc choisir un moyen de métrologie (instrument + traitement) adéquat : c'est l'objectif de cette thèse. La nécessité de pouvoir sonder le système à n'importe quelle étape de sa vie, en boucle ouverte comme fermée, rend préférable le choix d'une technique de mesure directe et auto-référencée des phases des fibres laser, qui permettra mesurer de nombreux critères parmi ceux énoncés. Pour garantir une estimation fidèle des paramètres critiques, comme par exemple une qualité de mise en phase σ_S égale à $\lambda/50$ RMS, on souhaitera se doter d'instrument de mesure précis à trois fois cette valeur, soit environ $\lambda/150$ RMS. Des réflexions identiques sur le pointé ont mené à une valeur seuil de $10 \mu\text{rad}$ RMS [Deprez, 2018].

1.3.3 Instruments de mesure adaptés et candidats

Détection I/Q des erreurs de phase

La détection *In-phase and quadrature* (I/Q) est une méthode issue de l'électronique transcrite à l'analyse par interférométrie. Elle permet de sonder la différence de phase qui existe entre deux chemins optiques [Vasilyev, 2013]. Le montage I/Q est schématisé en Figure 1.18. Deux faisceaux vont se rencontrer sur une lame séparatrice qui renverra leur interférence vers deux voies de mesure. Sur la première, une photodiode I est placée au centre du faisceau, et sur la seconde, une photodiode Q est placée légèrement décalée du centre, de sorte que par calcul, l'un des détecteurs reçoit un signal proportionnel à $\cos \varphi(t)$ et l'autre à $\sin \varphi(t)$ (décalage de $\pi/2$). Ainsi il est possible de remonter à une estimation de la phase en prenant l'arc-tangente du ratio I/Q .

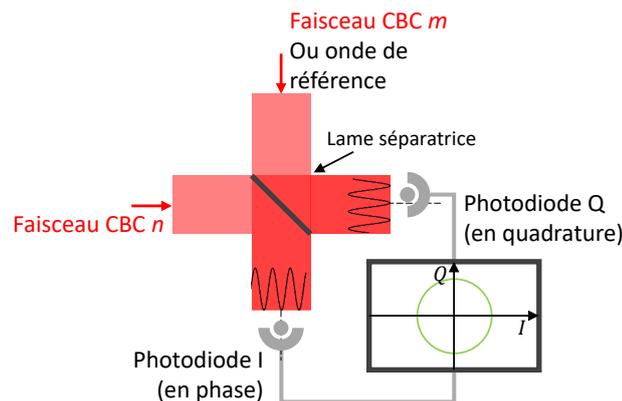


FIGURE 1.18 – Schéma de fonctionnement d'une détection I/Q pour la CBC.

Cette méthode de mesure de la variation de phase entre deux canaux du laser CBC, ou un des faisceaux et une onde de référence, a comme avantage d'utiliser des photodiodes, ce qui permet d'enregistrer de signal avec une très grande fréquence d'échantillonnage (10 kHz et plus), et donc de mener des études sur les variations temporelles de la phase dans les hautes-fréquences. Elle permet de quantifier le bruit de phase dans les amplificateurs qui vont être intégrés dans le système laser CBC [Heilmann, 2018]. Toutefois, la détection

1.3. LA NÉCESSITÉ D'UN OUTIL DE DIAGNOSTIC DES SURFACES D'ONDES SEGMENTÉES GÉNÉRÉES PAR LA PUPILLE LASER

I/Q collective ne semble pas être un moyen simple à mettre en place, car il est nécessaire d'avoir à disposition au moins deux fois plus de photodiodes que de faisceaux (selon si l'on réalise les interférences inter-faisceaux ou avec une onde de référence), autant de lames séparatrices et de disposer d'un arrangement adéquat sur la table optique. De plus, cette méthode est mal adaptée aux variations de phase spatiale en tip/tilt.

Analyse PIM-PR : Phase-Intensity Mapping - Phase Retrieval

L'équipe XLIM de l'Université de Limoges a développé une méthode de mise en phase basée sur un système de conversion phase-intensité : un masque de phase pour la méthode PIM (*Phase-Intensity Mapping*) et un milieu diffusant pour la méthode PIM-PR (*PIM-Phase Retrieval*) [Kabeya et al., 2017, Saucourt et al., 2019], qui peut être vue comme l'extension de PIM. Ces deux méthodes trouvent leurs sources lointaines dans l'imagerie à contraste de phase [Zernike, 1942]. Elles permettent toutes les deux de mesurer les variations des pistons de phase d'un réseau de fibres laser en mesurant l'intensité produite par une transformation du champ proche par propagation au travers d'un milieu diffusant/diffractant et par l'ajout d'une boucle numérique interne de recouvrement de la phase (Figure 1.19). En effet, si \mathbf{x} est le vecteur des N_F pistons de phase des faisceaux, la méthode PIM-PR mesure l'intensité du champ transformé par l'élément diffusant \mathbf{b} tel qu'il existe une relation $\mathbf{b} = |\mathbf{Ax}|$ avec \mathbf{A} une matrice rectangulaire qu'il faut estimer en amont, ce qui est fait par méthode itérative.

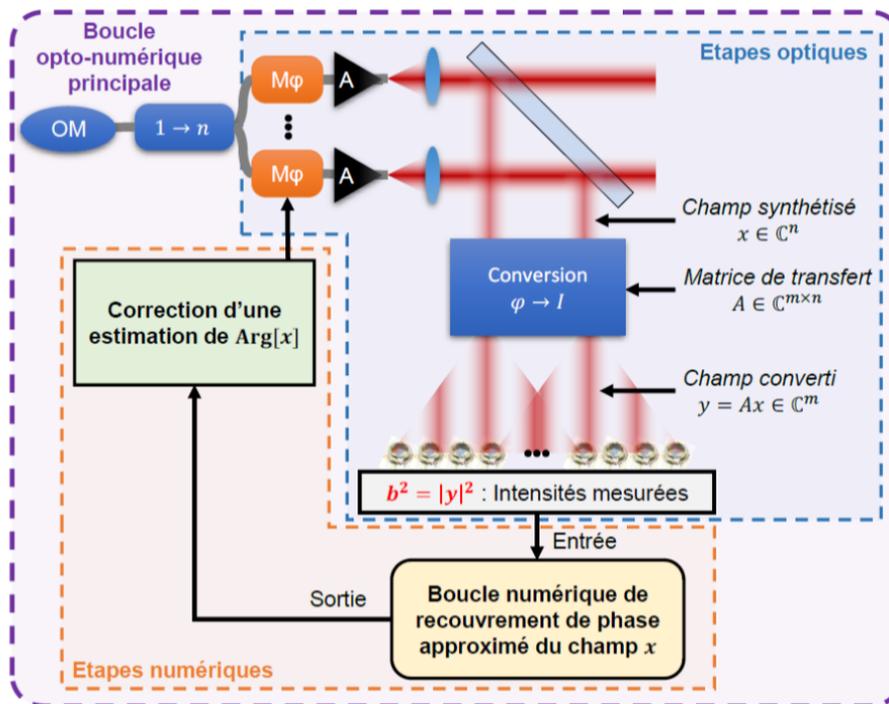


FIGURE 1.19 – Schéma de principe de la méthode de phasage PIM-PR que l'on pourrait utiliser comme moyen de métrologie d'un laser CBC. OM : oscillateur maître (MOPA), $M\varphi$: modulateur de phase. A : amplificateur fibré. Source [Saucourt, 2019].

La méthode PIM-PR ouvre la possibilité d'appliquer aux fibres laser une relation de phase arbitraire autre que la minimisation des différences de phase entre ces dernières. *In fine*,

elle permet de modifier la forme du champ lointain. Dans la conclusion de la thèse de J. Saucourt [Saucourt, 2019], il est proposé d'utiliser la méthode PIM-PR comme analyseur de surface d'onde. Les premiers tests comparent le front d'onde appliqué dans le système de contrôle-commande au front d'onde de base estimé après l'étape de boucle numérique de recouvrement de la phase. L'erreur spatiale associée est de 0.09 rad RMS, soit $\lambda/70$ RMS.

Au vu de ces résultats prometteurs, la technique PIM-PR peut donc remplir le rôle d'outil de diagnostic de la combinaison cohérente, si l'étape de boucle (bloc 'correction d'une estimation') n'est pas considérée et la sortie de l'analyse est renvoyée directement à l'utilisateur. Toujours d'après la conclusion de la thèse de J. Saucourt, il reste à étendre la portée de l'algorithme de recouvrement à des variations de la phase spatiale et en premier lieu du tip/tilt individuel, ainsi qu'au délai de groupe dans le cadre d'une exploitation en régime femtoseconde.

Interféromètre Shack-Hartmann

L'interféromètre de Shack-Hartmann (SHWFS, *Shack-Hartmann Wavefront Sensor*) est reconnu pour sa simplicité de mise en œuvre et les multiples applications liées à l'optique adaptative qui en découlent [Platt and Shack, 2001]. Une matrice de micro-lentilles est placée devant un front d'onde. Lorsqu'il se propage à travers le réseau de micro-lentilles, le front d'onde est échantillonné et chaque sous-pupille est focalisée sur un détecteur, générant une tache de lumière par sous-pupille. Les déplacements de la tache renseignent sur l'élément échantillonné de surface d'onde associé. Le SHWFS est très bien connu de part ses multiples modèles mathématiques qui le décrivent [Primot, 2003, Talmi and Ribak, 2004] et la manière d'en extraire l'information évolue encore aujourd'hui [Rouzé et al., 2021b, Pannetier and Hénault, 2020].

L'application du SHWFS à l'analyse des surfaces d'ondes issues des faisceaux laser du champ proche d'un système CBC a été testée en 2012 par une équipe chinoise de l'Institute of Optics and Electronics de Chengdu [Wang et al., 2012, Wang and Shen, 2010]. Elle a été inspirée par le travail de [Chanan et al., 1998], qui avait remarqué qu'au voisinage de deux segments du miroir du Keck, les taches du Shack-Hartmann situées entre les segments se scindaient en deux et que l'intensité relative variait avec la différence de piston de phase entre ces segments. Les microlentilles, qui ont la même géométrie que la maille du réseau de fibres, sont placées de sorte qu'au moins une sous-pupille soit à cheval entre un faisceau collimaté et son voisin. Ce faisant, les taches éclatées servent à mesurer les différences de piston, tandis que les taches qui sont centrées sur les faisceaux collimatés se déplacent en fonction des variations de tip/tilt de ces derniers (deuxième ligne dans la Figure 1.20). Il est ainsi possible de mesurer la variation de piston de phase relative dans l'intervalle $[-\pi, +\pi[$ ($[-\lambda/2, +\lambda/2[$ en métrique) avec une précision de moins de 0.16 rad ($\lambda/40$) (pas de valeur RMS fournie), et la variation de tip/tilt est estimée de l'ordre du mrad. Sur ce point, les auteurs de l'article précisent qu'ils ont réussi à réduire un tip/tilt de 20 μ rad à 5 μ rad RMS, ce qui laisse supposer une qualité de détection 10 fois supérieure, sachant que le SHWFS est performant pour la reconnaissance des inclinaisons du front d'onde.

Cette technique semble prometteuse, mais elle n'a pas été réutilisée depuis sa publication et aucune information n'est énoncée quant à l'étude du régime impulsionnel : il est possible que l'algorithme de [Wang and Shen, 2010] confonde les taches liées à un trop grand délai de groupe avec celles de la variation du piston relatif. De plus, il semble que ce

1.3. LA NÉCESSITÉ D'UN OUTIL DE DIAGNOSTIC DES SURFACES D'ONDES SEGMENTÉES GÉNÉRÉES PAR LA PUPILLE LASER

modèle soit incompatible avec des pupilles segmentées distinctes non jointives (pas de flux entre les faisceaux collimatés).

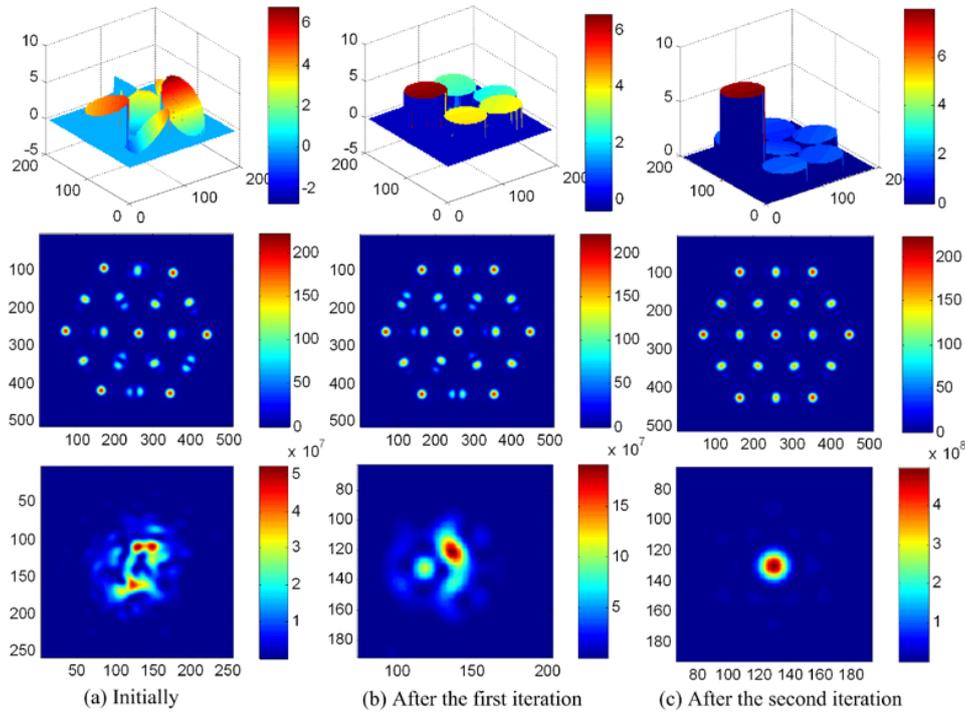


FIGURE 1.20 – Détection du piston et du tilt sur un laser CBC par un analyseur Shack-Hartmann. En haut, le front d'onde en entrée du système, au milieu, les taches vues par le SHWFS, en bas, le champ lointain associé [Wang et al., 2012, Wang and Shen, 2010].

Interféromètre PISTIL

L'interféromètre PISTIL (PISton and TILt), développé à l'ONERA entre 2015 et 2018 par Maxime Deprez dans sa thèse [Deprez, 2018], est un membre de la famille des interféromètres à décalage multi-latéral (IDML, [Velghe, 2007]). Il combine l'emploi d'un masque comportant des trous de géométrie identique au champ proche, d'un réseau de diffraction et d'un détecteur, comme illustré dans la Figure 1.21. Le masque à trous lacunarise la surface d'onde placée en entrée de l'interféromètre, ne laissant se propager que son centre. Ces sous-pupilles se propagent ensuite à travers un réseau de diffraction, ce qui génère des répliques d'ordre ± 1 de chaque pupille réduite. Dans la maille hexagonale, ce sont au total 6 répliques qui sont générées (3 d'ordre 1 et 3 d'ordre -1). Après une propagation sur une certaine distance optimale, les répliques des pupilles voisines se superposent et interfèrent deux à deux, ce qui permet d'observer sur le plan focal d'une caméra des motifs de franges d'interférence à deux ondes. Ces franges achromatiques sont sensibles aux différences de piston de phase, tip et tilt entre chaque faisceau du champ proche laser, sans utilisation de bras de référence : la méthode est alors dite "auto-référencée" [Deprez et al., 2016].

1.3. LA NÉCESSITÉ D'UN OUTIL DE DIAGNOSTIC DES SURFACES D'ONDES SEGMENTÉES GÉNÉRÉES PAR LA PUPILLE LASER

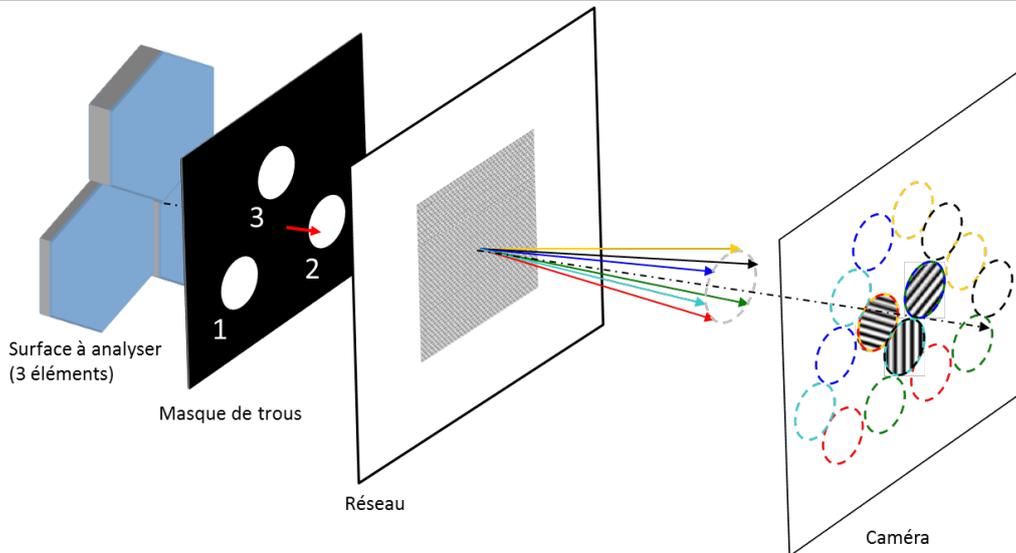


FIGURE 1.21 – Interféromètre PISTIL circa 2018.

En utilisant des algorithmes de traitement par Transformée de Fourier issus du développement des IDML, et de manière plus étendue de l'interférométrie en général, il est possible de remonter des différences de phase (deux à deux) aux phases de chacun des éléments du front d'onde, comme cela a été montré dans [Deprez et al., 2018] sur un miroir déformable segmenté, avec une justesse inférieure à $\lambda/200$ et une répétabilité de l'ordre de $\lambda/1600$ RMS.

Au contraire des méthodes collectant le flux par des photodiodes, la bande passante de mesure de PISTIL est limitée par celle de la caméra qu'il utilise, et donc est de l'ordre de la centaine de Hz au kHz. Enfin, dans sa thèse, Maxime Deprez a mis au point une version de PISTIL transportable et a testé ses capacités d'analyse de piston et tip/tilt sur le prototype du laser XCAN à 7 fibres, ce qui a démontré, tout du moins expérimentalement, l'adéquation de la technique avec le régime femtoseconde (Figure 1.22) [Deprez, 2018].

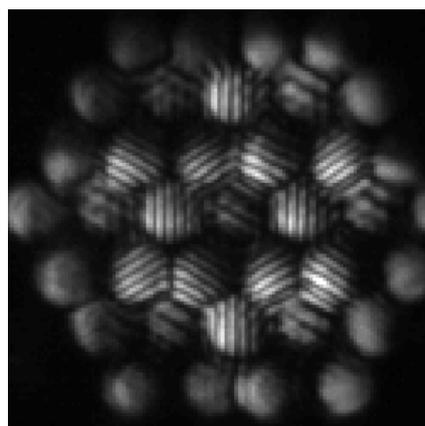


FIGURE 1.22 – Premier pistilogramme (nom de la figure d'interférence) obtenu sur un laser à combinaison cohérente pendant une action commune entre la thèse d'Anke Heilmann [Heilmann, 2018] et celle de Maxime Deprez [Deprez, 2018].

1.3. LA NÉCESSITÉ D'UN OUTIL DE DIAGNOSTIC DES SURFACES D'ONDES SEGMENTÉES GÉNÉRÉES PAR LA PUPILLE LASER

Tableau récapitulatif

Les instruments de mesure des phases d'un réseau de fibres que nous venons de décrire sont tous de conception distincte. Ils présentent des capacités de mesure parfois partagées, parfois uniques ou non démontrée à ce jour pour certains. Les descriptions techniques des analyseurs de la section courante sont synthétisées dans la Table 1.1.

TABLE 1.1 – Résumé des adéquations des technologies d'analyse de phase aux critères de diagnostic de la combinaison cohérente de faisceaux laser. NR : non renseigné; dct : démontré dans cette thèse.

Nom	Mesure I/Q	PIM-PR	SHWFS	PISTIL
Piston de phase	Oui	Oui	Oui	Oui
Pistons $> \pi$	Non	NR	NR	Oui (dct)
Tip/Tilt	NR	NR	Oui	Oui
Délai de groupe	NR	NR	NR	Oui (dct)
Intensité	NR	NR	NR	Oui (dct)
Waist	Non	Non	Non	NR
N_F grand	Non	Oui	NR	Oui
Femtoseconde	Oui	Oui (PIM)	NR	Oui
Haute cadence de mesure ($> \text{kHz}$)	Oui (photodiode)	Oui (photodiodes)	Caméra-dépendant	Caméra-dépendant
Traitement	Direct	Itératif	Direct	Direct
Auto-référencé	Oui	Oui	Oui	Oui

J'ai choisi d'explorer les possibilités offertes par l'interférométrie PISTIL. Dans cette thèse, après avoir revisité son fonctionnement intégral, je propose une série de diagnostics pour les chaînes laser à combinaison cohérente, réalisés sur trois exemples-types très distincts dans leur conception et opération (un système représentatif en laboratoire et deux systèmes réels).

1.4 Conclusion et ambition de cette thèse

Dans ce premier chapitre, dédié à la combinaison cohérente de sources laser fibrées en configuration pupille segmentée, nous avons longuement discuté du concept de CBC, des problématiques liées à la mise en phase qui l'entourent, et des briques élémentaires qui composent un tel système innovant. Nous avons vu qu'il existe de nombreuses stratégies de mise en phase selon la situation d'utilisation du laser CBC. Puis nous avons présenté trois systèmes issus de l'État de l'art qui ont chacun décroché un record (régime femtoseconde, nombre de fibres, distance de combinaison en présence de turbulence atmosphérique).

L'essor de ces systèmes montre que désormais, la technologie de combinaison cohérente peut être transférée du monde de la recherche vers celui de l'industrie. Pour anticiper un tel transfert, et surtout la vision à long terme prévue, promettant une combinaison de centaines de fibres amplifiées haute-puissance avec de nombreux degrés de liberté (tip/tilt, mise en forme de faisceaux, etc.), il faut mettre au point une procédure de diagnostic de ces systèmes, en utilisant un instrument de mesure adapté qui réalise des mesures en champ proche, ce qui permet de l'employer à tout stade de son développement ou exploitation.

Pour ce faire, dans cette thèse, je propose d'exploiter le concept de l'interférométrie PISTIL pour concevoir un prototype d'outil diagnostic polyvalent d'un laser à combinaison cohérente active à pupille segmentée. Cet outil permettra d'analyser non seulement les variations des pistons de phase des fibres, mais aussi des nombreux autres critères parmi ceux énumérés dans la Table 1.1. Fort d'une première pré-validation dont j'ai pu bénéficier [Deprez, 2018], j'approfondis dans le chapitre 2 les principes fondamentaux de formation de la figure d'interférence et le formalisme mathématique du traitement des franges.

Je montre ensuite que l'analyseur PISTIL est à même de remplir la mission d'établir des diagnostics des chaînes laser basées sur la CBC. Pour cela, j'ai effectué trois campagnes de mesure différentes mettant en situation l'instrument et ses capacités d'analyse en environnement réel. Ces trois campagnes de mesure ont été faites sur trois systèmes très différents :

- Un 'simulateur expérimental' de combinaison cohérente que j'ai construit. Appelé HIBISCUS, le laser CBC est remplacé par un miroir déformable à 37 segments pouvant générer du piston et du tip/tilt. Illuminé par un faisceau collimaté dont nous choisissons la longueur d'onde, il est un stimulateur permettant de tester des prototypes d'interféromètres PISTIL, intégrés de manière modulaire sur le banc. C'est l'objet du chapitre 3.
- Un démonstrateur laser compact utilisant la CBC à 7 fibres 1.5 μm amplifiées avec mise en phase en champ lointain avec cible dans la boucle (TIL-CBC), distante de 300 m à 1 km. Un interféromètre PISTIL embarqué permet de faire un retour qualitatif sur la performance de la boucle de contrôle-commande lorsque la turbulence atmosphérique perturbe les phases des faisceaux élémentaires. C'est l'objet du chapitre 4.
- Le laser XCAN présenté dans l'état de l'art (section 1.1.2) : un système CBC 'digital' à 61 fibres 'pixels' amplifiées fonctionnant en régime femtoseconde, avec une boucle principale de mise en phase en champ proche, dont il est possible de verrouiller les phases sur des valeurs arbitraires. Un prototype miniPISTIL, construit et testé sur le banc HIBISCUS, a été intégré sur le laser afin de sonder les variations fines de phase pendant la séquence boucle fermée, et les variations libres de phase (bruits

des amplificateurs et de l'environnement), pendant la séquence boucle ouverte. C'est l'objet du chapitre 5.

Cette thèse financée par l'ONERA est le fruit de multiples collaborations scientifiques et techniques que j'ai établies entre les unités DOTA/CIO et DOTA/SLS de l'ONERA, le Laboratoire d'Astrophysique de Marseille (LAM), et l'équipe du laser XCAN (École Polytechnique/LULI/Thales).

Chapitre 2

Interférométrie PISTIL : Mesure des phases d'une surface d'onde segmentée issue d'un réseau de fibres laser

Dans ce chapitre, nous allons étudier les principes de l'interférométrie PISTIL (pour *PISton and TILt*). Cette méthode est la solution technologique choisie afin de mener à bien la proposition de diagnostics de systèmes laser à combinaison cohérente, objet de cette thèse. Dans un premier temps, j'esquisse l'émergence du concept et traite de sa mise en équations. Puis, je propose de revisiter le principe de propagation des rayons lumineux de l'interféromètre, ainsi que les processus de traitement des figures d'interférences. Je transforme pour cela des travaux de la littérature pour les faire adhérer au concept PISTIL. Ces deux sections distinctes, les modèles et les méthodes de traitements, seront accompagnées de propriétés importantes qui vont être utilisées tout au long du manuscrit. Enfin, je propose une méthode complémentaire d'extension de la dynamique de mesure en piston de phase de l'interféromètre. Toutes les images montrées dans ce chapitre sont produites par l'environnement de simulation pythonPISTIL2 que j'ai développé tout au long de la thèse.

Avant-propos

Dans tout le chapitre, sauf mention contraire, l'espace 3D est rapporté à l'espace vectoriel \mathbb{R}^3 muni de la norme euclidienne et du produit scalaire usuel. Sa base orthonormée rapportée à une origine O est $(O, \mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z)$. La direction z sera l'axe optique du faisceau CBC dont la surface d'onde segmentée, constituée des phases de chacune des fibres, est à mesurer. Les champs électriques sont scalaires et la notion de polarisation n'est pas utilisée. Les faisceaux laser sont définis en régime continu pour la démonstration de principe : les défauts de phase locaux considérés sont donc le piston, le tip et le tilt (cf. section 1.1.4), et les faisceaux ultracourts seront introduits dans les propriétés.

2.1 Modélisations de la propagation du champ proche d'un laser à combinaison cohérente au travers de l'interféromètre PISTIL

Le champ proche laser

L'interférométrie PISTIL se donne pour but de rendre accessible la mesure des phases des faisceaux élémentaires qui composent le champ proche d'un système laser à combinaison cohérente, composé de N_F fibres collimatées. Afin de détailler les phases de ces faisceaux, nous devons décrire tout d'abord l'expression du champ proche électrique scalaire $E(x, y, z)$ de longueur d'onde λ :

$$\begin{aligned} E(x, y, z) &= \sum_{n=0}^{N_F} E_n(x, y, z) \\ &= \sum_{n=0}^{N_F} [\mathbb{1}_n^S(x, y) \cdot E_{0,n}(x, y) \cdot \exp(ik_z z) \cdot \exp[i\varphi_n(x, y)] * \delta(x - x_n, y - y_n)] \end{aligned} \quad (2.1)$$

Avec $E_n(x, y, z)$ le champ élémentaire collimaté d'un faisceau et $\varphi_n(x, y)$ sa phase. La direction principale de propagation des champs électriques est z et donc son nombre d'onde est simplement $k_z = 2\pi/\lambda$ quand il n'y a aucune perturbation de phase spatiale (par exemple, du tip/tilt).

Le positionnement du n -ième faisceau centré en (x_n, y_n) dans le champ proche est effectué par convolution par la fonction delta de Dirac $\delta(x - x_n, y - y_n)$. L'indicatrice $\mathbb{1}_n^S(x, y)$ est sa fonction pupille, qui définit la région de définition du faisceau (le support d'une lentille). Il est possible de définir une fonction pupille circulaire ou hexagonale, en fonction de la lentille de collimation utilisée. On lui attribue une taille R_S , le rayon de la source dans le cas de la pupille circulaire tel que la distance entre deux sources de centre C_n et C_m , dénotée $\overline{C_n C_m} = d_F$ avec $\overline{C_n C_m} \geq 2R_S$. La fonction $\mathbb{1}_n^S(x, y)$ s'écrit alors :

$$\mathbb{1}_n^S(x, y) = \begin{cases} 1, & \text{si } \sqrt{x^2 + y^2} \leq R_S. \\ 0, & \text{sinon.} \end{cases} \quad (2.2)$$

Le champ électrique $E_{0,n}(x, y)$ appelé amplitude spatiale est spécifique à chaque faisceau laser, et peut *a priori* être supposé Gaussien :

$$E_{0,n}(x, y) = E_{0,n} \exp \left[-\frac{x^2 + y^2}{w_{0,n}^2} \right] \quad (2.3)$$

2.1. MODÉLISATIONS DE LA PROPAGATION DU CHAMP PROCHE D'UN LASER À COMBINAISON COHÉRENTE AU TRAVERS DE L'INTERFÉROMÈTRE PISTIL

Avec $E_{0,n}$ l'amplitude du faisceau et $w_{0,n}$ son rayon de gorge (*waist*) à $1/e^2$. Dans la démonstration de principe, le modèle de faisceau que nous utiliserons est un *top-hat*, c'est-à-dire qu'il a une amplitude uniforme E_0 sur toute sa zone de définition. L'intensité des champs décrits ainsi que les principaux paramètres qui ont été énoncés sont représentés dans la Figure 2.1 - gauche et milieu.

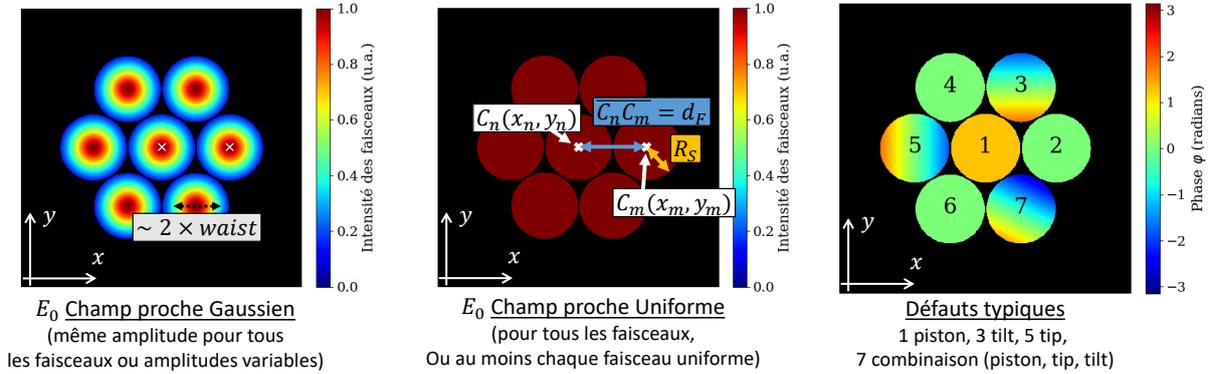


FIGURE 2.1 – Visualisation de la géométrie d'un champ proche à 7 faisceaux Gaussiens ou uniformes (avec des exemples de points C_n et C_m ainsi que la distance inter-faisceaux $\overline{C_n C_m} = d_F$ et la taille de source R_S). A droite est illustrée une surface d'onde de ces 7 faisceaux présentant des défauts de pistons, de tips et/ou de tilts.

Si nous nous limitons au cas de la maille hexagonale dans cette thèse, les équations sont transposables facilement dans une autre géométrie.

La surface d'onde segmentée/morcelée

L'ensemble des phases $(\varphi_n) \forall n \in [1, N_F]$ du champ proche est appelé communément surface d'onde (ou front d'onde). Comme les supports des faisceaux sont clairement disjoints, il en est de même pour la surface d'onde qui est donc qualifiée de segmentée ou morcelée : la phase est indéfinie partout ailleurs (Figure 2.1 - droite). Pour chaque faisceau élémentaire, sa phase $\varphi_n(x, y)$ est constituée d'un piston, d'un tip et d'un tilt comme nous l'avons défini dans la section 1.1.4. Elle s'écrit alors de la manière suivante :

$$\varphi_n(x, y) = \varphi_{0,n} + \frac{2\pi t_{X,n}}{\lambda}(x - x_n) + \frac{2\pi t_{Y,n}}{\lambda}(y - y_n) \quad (2.4)$$

Les trois termes sont supposés statiques dans le temps sans perte de généralité. La notion de phase est équivalente à l'écriture d'un front d'onde en différence de chemin optique noté $W_n(x, y)$ de par la relation suivante :

$$\varphi_n(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} W_n(x, y) \quad (2.5)$$

Maintenant que nous avons clairement défini le champ proche, les phases des faisceaux et la notion de surface d'onde, nous pouvons en décrire la propagation dans l'interféromètre.

2.1.1 Principe de propagation géométrique des faisceaux dans l'interféromètre PISTIL

Dans cette section, je présente une version concise du modèle de propagation géométrique dans l'interféromètre PISTIL qui a été proposé par mon prédécesseur, M.

Deprez, dans sa thèse et l'article associé [Deprez, 2018, Deprez et al., 2018]. Le lecteur / la lectrice pourra s'y référer pour trouver plus de détails concernant le dimensionnement des éléments optiques qui composent le système, ainsi que les calculs analytiques.

Principe général

L'interféromètre est constitué de deux éléments clefs au travers desquels se propage le champ proche laser dont nous voulons mesurer les phases ($\varphi_n \forall n \in [1, N_F]$) : un masque à trous et un réseau de diffraction. A ces deux éléments, s'ajoute bien sûr un détecteur qui permettra d'enregistrer la figure d'interférences obtenue. L'arrangement spatial de ces trois objets, dans le modèle de propagation géométrique des faisceaux, est le suivant (schéma en Figure 2.2) :

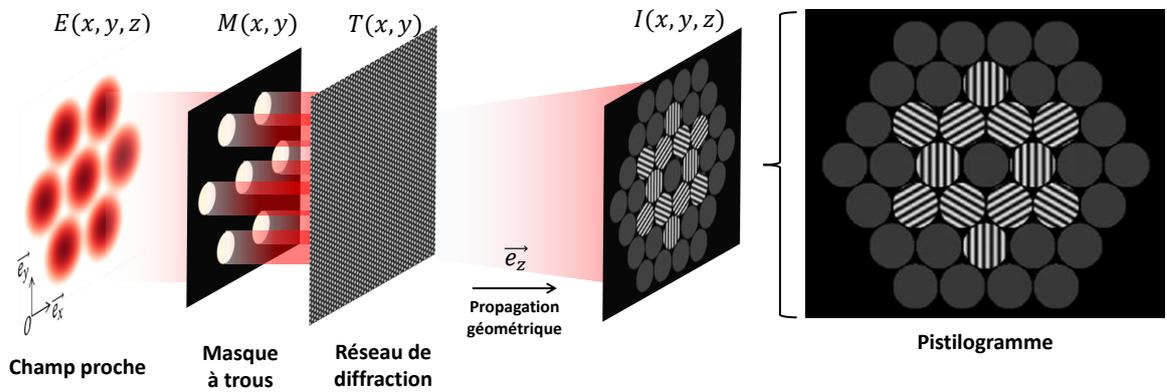


FIGURE 2.2 – Principe de propagation géométrique du champ proche (et de la surface d'onde segmentée) au travers de l'interféromètre PISTIL.

- Un masque à trous (Figure 2.3), qui possède la même maille que le champ proche, constitue le point d'entrée du système optique. Son paramètre de maille entre deux trous voisins $C_n(x_n, y_n)$ et $C_m(x_m, y_m)$ est égal à la distance inter-faisceaux d_F . La distance inter-trous est réécrite $\overline{C_n C_m} = d_F$ et le rayon de ces derniers est $R_T = \overline{C_n C_m} / 4$. Chaque faisceau élémentaire du champ proche ayant traversé le trou correspondant est qualifié de sous-pupille dans la suite. Le masque est défini par sa fonction éponyme :

$$M(x, y) = \sum_{n=1}^{N_F} [\mathbb{1}_n^T(x, y) * \delta(x - x_n, y - y_n)] \quad (2.6)$$

Avec $\mathbb{1}_n^T(x, y)$ une fonction disque qui vaut 1 si le point (x, y) est dans le disque de rayon R_T , 0 sinon; et δ est la fonction Delta de Dirac qui positionne les trous sur la maille. Chaque faisceau laser ainsi lacunarisé par les trous du masque est appelé sous-pupille.

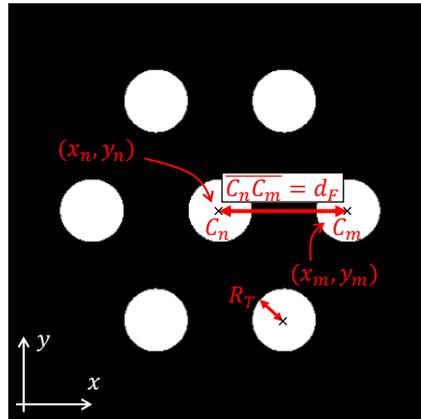


FIGURE 2.3 – Schéma de la géométrie du masque PISTIL, optimisé pour une maille hexagonale, avec les différents paramètres de définition en rouge.

- Un réseau de diffraction bidimensionnel tri-directionnel (Figure 2.4 - gauche et centre), qui a pour pas de Bravais p_g . En théorie, le réseau est conçu pour générer des paires de répliques d'ordre ± 1 de diffraction qui vont se propager d'un sommet vers les sommets voisins de la maille. Pour chaque sommet hors de la dernière couronne, il y a six voisins, d'où la nécessité d'avoir un réseau tri-directionnel pour générer une paire de répliques ± 1 par direction. Un tel réseau parfait est défini par sa transmittance :

$$T(x, y) = \sum_{t=1}^3 \cos \left[\frac{2\pi}{p_g} (x \cos \theta_t + y \sin \theta_t) \right] \quad (2.7)$$

Avec θ_t les angles directionnels du réseau, toujours définis selon ceux de la maille (ici par exemple, θ_t peut prendre les valeurs 0° , 120° et -120°). Le réseau ainsi construit propagera les premiers ordres de diffraction vers ces trois directions. Le calcul de la Transformée de Fourier spatiale de $T(x, y)$ permet de s'assurer qu'il n'y a que six ordres ± 1 (illustration en Figure 2.4 - droite).

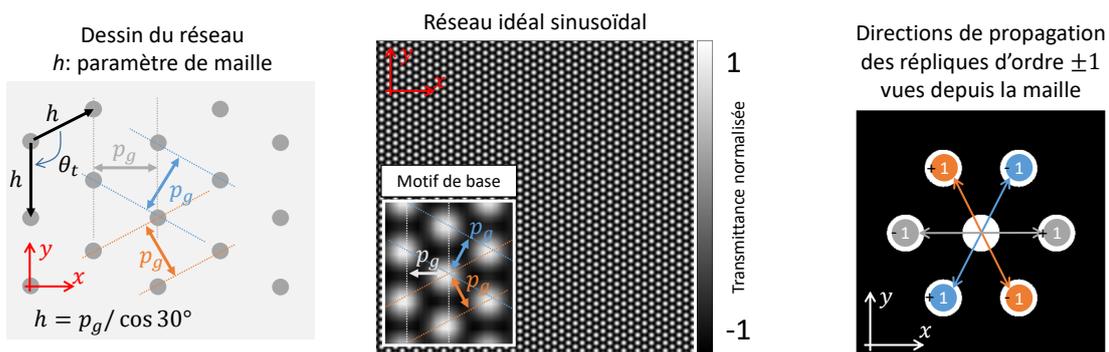


FIGURE 2.4 – Réseau idéal de l'interféromètre PISTIL à gauche et au centre, et les trois directions de propagation des répliques d'ordre +1 et -1 (colorées) à droite. Les directions sont représentées superposées au masque pour mettre en valeur la synergie désirée des deux éléments.

Notons que dans la pratique, on peut avoir un ordre zéro (non diffracté) si la transmittance d'un réseau réellement fabriqué est de moyenne non nulle. Nous nous arrangerons pour le conserver dans la suite, car il présente l'intérêt d'accéder à la mesure de l'intensité des faisceaux.

2.1. MODÉLISATIONS DE LA PROPAGATION DU CHAMP PROCHE D'UN LASER À COMBINAISON COHÉRENTE AU TRAVERS DE L'INTERFÉROMÈTRE PISTIL

- Les répliques de diffraction progressent avec des décalages latéraux proportionnels à l'angle de diffraction $\sin \alpha \approx \alpha = \pm \lambda / p_g$ de l'ordre ± 1 (obtenu par la formule des réseaux) et de la distance z sur l'axe optique. A la distance optimale $z_{opt} = \overline{C_n C_m} \cdot p_g / 2\lambda$ où les répliques auront atteint le point médian de chaque arête de la maille hexagonale, elles vont se recouvrir entièrement avec les répliques issues des champs des sous-pupilles voisines (Figure 2.5). Il résulte pour chaque superposition de répliques un phénomène d'interférence à deux ondes, qui produit des franges délimitées par le recouvrement des sous-pupilles (optimal à z_{opt}). Ainsi, en plaçant un détecteur à la distance z_{opt} , il sera possible pour l'utilisateur d'observer ces interférences.

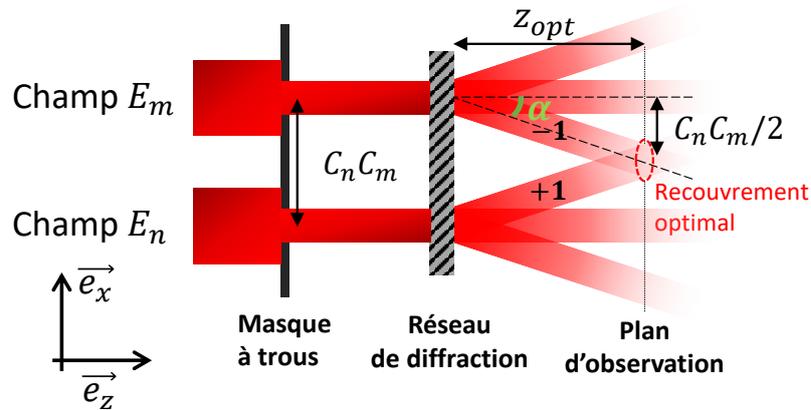


FIGURE 2.5 – Propagation géométrique au travers du masque puis du réseau de deux faisceaux élémentaires E_n et E_m , et recouvrement optimal des répliques d'ordre $+1$ et -1 lorsque les sous-pupilles ont été décalées sur le point médian des arêtes de la maille hexagonale (non représentée).

L'intensité de l'ensemble des interférences deux-ondes des répliques des sous-pupilles voisines et des autres ordres non recouverts, y compris les ordres ± 1 de la couronne externe, est appelé **pistilogramme**. De manière plus spécifique, l'intensité d'un recouvrement de sous-pupilles est appelé pétale. Le nombre de pétales N_P est donné en fonction de celui des couronnes N_C :

$$N_P = 9N_C^2 + 3N_C \quad (2.8)$$

Nous allons les décrire dans le prochain paragraphe.

La figure des interférences : Pistilogramme

Le pistilogramme est composé de trois grandes classes d'éléments observables via un détecteur (Figure 2.6) : les intensités des ordres 0 non diffractés par le réseau, les intensités des ordres diffractés ± 1 des faisceaux de la dernière couronne ne recouvrant pas un autre ordre diffracté, et les pétales où sont visibles les franges des interférences. Ce sont ces dernières qui nous intéressent principalement.

2.1. MODÉLISATIONS DE LA PROPAGATION DU CHAMP PROCHE D'UN LASER À COMBINAISON COHÉRENTE AU TRAVERS DE L'INTERFÉROMÈTRE PISTIL

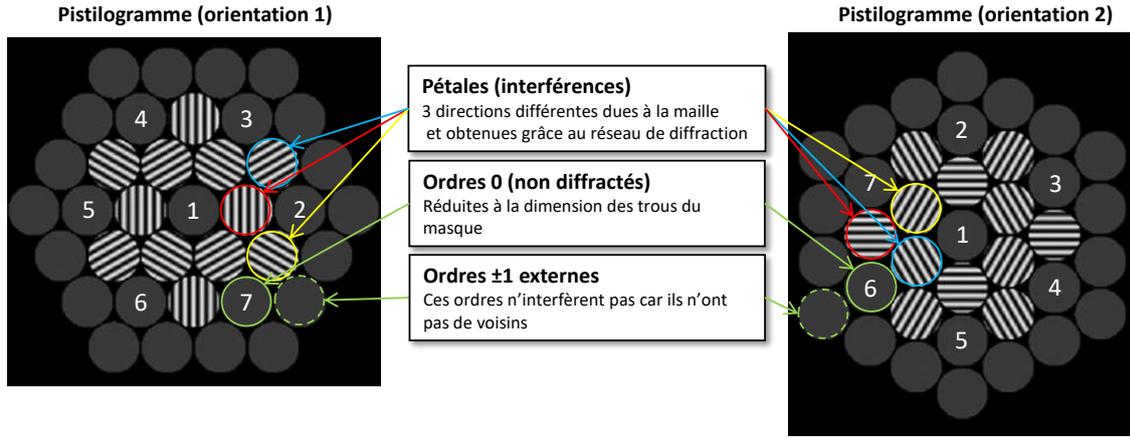


FIGURE 2.6 – Un pistilogramme pour un champ proche à 7 faisceaux (une couronne hexagonale), selon les deux orientations possibles de la géométrie de la maille hexagonale.

Pour décrire ce pistilogramme, nous allons nous concentrer sur l'équation d'intensité de l'un de ses pétales [Deprez, 2018] :

$$I_{nm}(x, y) \propto \mathbb{1}_m^T \left(x - \frac{x_n + x_m}{2}, y - \frac{y_n + y_m}{2} \right) (|E_{0,n}|^2 + |E_{0,m}|^2) + \mathbb{1}_m^T \left(x - \frac{x_n + x_m}{2}, y - \frac{y_n + y_m}{2} \right) 2E_{0,n}E_{0,m} \cos \left[\begin{array}{l} 2\pi \frac{2x \cos \theta_t}{p_g} - 2\pi \frac{2y \sin \theta_t}{p_g} \\ + 2\pi \frac{(x_n + x_m) \cos \theta_t}{p_g} - 2\pi \frac{(y_n + y_m) \sin \theta_t}{p_g} \\ + \Delta \varphi_{nm}(x, y) \end{array} \right] \quad (2.9)$$

Où $\Delta \varphi_{nm}$ régit la différence de phase entre les faisceaux E_n et E_m . Si l'on considère des phases telles que celles décrites dans l'Eq.(2.4), on peut écrire après des simplifications :

$$\Delta \varphi_{nm}(x, y) = \Delta \varphi_{0,nm} + \frac{2\pi \Delta t_{X,nm}}{\lambda} x + \frac{2\pi \Delta t_{Y,nm}}{\lambda} y \quad (2.10)$$

Avec les différences de piston, de tip et de tilt définies ci-après :

$$\Delta \varphi_{0,nm} = \varphi_{0,n} - \varphi_{0,m} \quad (2.11a)$$

$$\Delta t_{X,nm} = t_{X,n} - t_{X,m} \quad (2.11b)$$

$$\Delta t_{Y,nm} = t_{Y,n} - t_{Y,m} \quad (2.11c)$$

De ces trois différences nous pouvons observer trois variations du motif de franges du pétale correspondant :

- La différence de piston de phase Eq.(2.11a) va entraîner un décalage des franges d'interférences selon leur direction principale n vers m ,
- La différence de tip Eq.(2.11b) va augmenter la fréquence des franges selon l'axe correspondant à la direction n vers m ,
- La différence de tilt Eq.(2.11c) va augmenter la fréquence des franges selon une direction orthogonale à la direction n vers m (ce qui se traduit en observation par une rotation des franges).

Ces variations du motif de franges se font toujours par rapport à un motif que nous qualifierons de référence, et qui dépend des conditions de l'expérience et surtout des

2.1. MODÉLISATIONS DE LA PROPAGATION DU CHAMP PROCHE D'UN LASER À COMBINAISON COHÉRENTE AU TRAVERS DE L'INTERFÉROMÈTRE PISTIL

termes constants de l'équation Eq.(2.9). Ces termes constants peuvent être vus comme des déphasages à l'origine et rendent chaque motif de franges de référence unique dans une configuration donnée de l'interféromètre.

En comptant la référence, il est donc possible d'observer 4 motifs de franges. Ils sont illustrés dans la Figure 2.7. Si les quantités associées (différences de piston, etc.) dépendent du temps t , alors nous observerons une variation dynamique des franges des pétales.

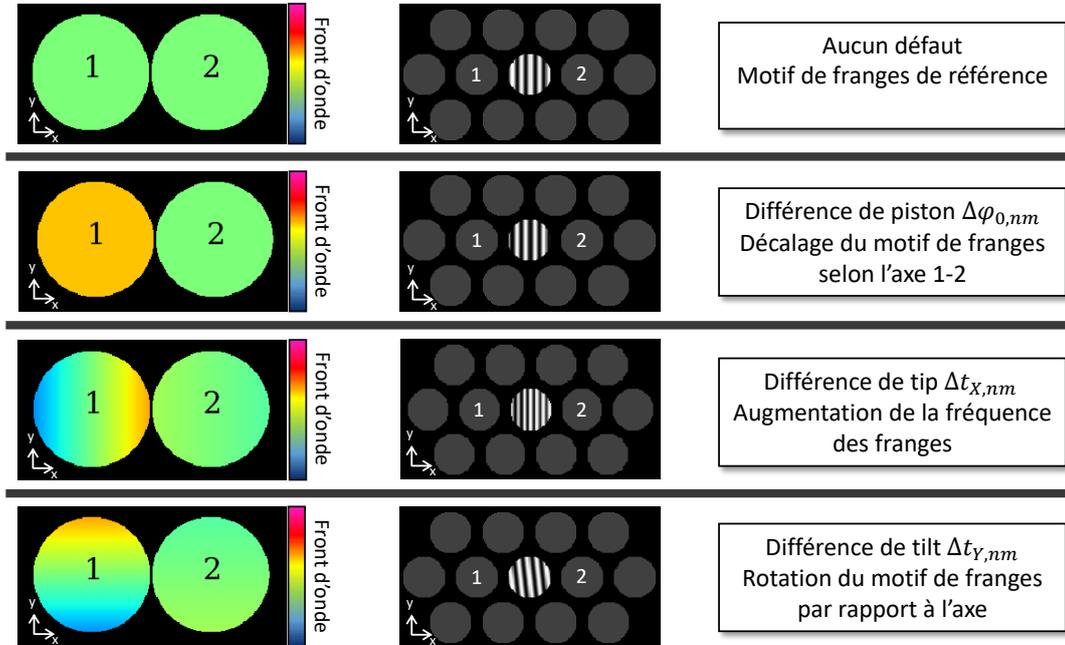


FIGURE 2.7 – Illustrations des effets des différences de phase entre deux faisceaux (à gauche) sur les motifs des franges du pistilogramme (au centre, en niveau de gris).

Dans cette présentation de la propagation géométrique du champ proche laser au travers de l'interféromètre, nous avons mis en lumière la synergie du masque à trous et du réseau de diffraction pour créer dans un plan d'observation de multiples zones d'interférences deux-ondes. Ces dernières transforment les phases des faisceaux élémentaires du champ, à l'origine inaccessibles, en modulations d'intensité, c'est-à-dire des franges d'interférences. Conserver ces formes d'interférences, clairement définies sur leur support (fonction $\mathbb{1}_m^T(x, y)$) sans aucune perturbation externe, est l'objectif clef dans toute réalisation pratique d'un interféromètre PISTIL, pour qu'il puisse remplir sa mission opérationnelle de moyen de métrologie.

2.1.2 Limites du modèle

Phénomènes de diffraction par les bords et propagation libre

Le modèle de propagation géométrique dans l'interféromètre PISTIL est très efficace pour comprendre le point clef qu'est la formation d'un pétale, régit par l'équation Eq.(2.9) et résultant de l'interférence deux-ondes de répliques d'ordres ± 1 issues de sous-pupilles voisines. Néanmoins, quelques interrogations demeurent. La qualité optique du champ proche n'est pas décrite, la distance entre le masque et le réseau n'est jamais définie et

2.1. MODÉLISATIONS DE LA PROPAGATION DU CHAMP PROCHE D'UN LASER À COMBINAISON COHÉRENTE AU TRAVERS DE L'INTERFÉROMÈTRE PISTIL

l'application d'un réseau réel diffractant plus d'ordres que nécessaire va *a priori* parasiter le pistilogramme final. De plus, le modèle est purement basé sur l'optique géométrique, et les applications concrètes de l'interféromètre nécessitent de prendre en compte les effets de diffraction par les bords des éléments optiques. Cette diffraction se traduit par une courbure progressive des champs et fronts d'ondes se propageant dans le système, ainsi qu'une dilatation des supports. Un bref rappel du formalisme mathématique de la propagation de Fresnel est disponible en Annexe B.1.1.

La diffraction par les bords, qui cause une propagation de Fresnel des champs n'est pas un cas de diffraction par un très petit trou (ou une ou plusieurs fentes), ou une fente d'extension infinie. Il n'y a pas besoin d'avoir une condition d'équivalence entre la taille de l'ouverture R_S et la longueur d'onde λ de l'onde s'y propageant (nombre de Fresnel $F = R_S^2/z\lambda \ll 1$). La diffraction problématique est plutôt conditionnée par un nombre de Fresnel $F = R_S^2/z\lambda$ compris entre 1 et la centaine.

Le couplage de toutes ces nouvelles problématiques entraîne l'impossibilité d'employer dans la pratique le montage de l'interféromètre PISTIL tel qu'il a été présenté dans la Figure 2.2 : les franges d'interférences ne seront pas exploitables. Pour illustrer ces nouvelles questions, je propose dans la suite de cette section d'aborder les limites du modèle d'optique géométrique, en commençant par introduire brièvement les effets de diffraction par les bords que subit le champ proche, puis en décrivant ces effets dans l'interféromètre tel que présenté en section 2.1.1. Je propose ensuite une solution technique simple, accompagnée d'un modèle ondulatoire régissant la propagation du champ au travers de notre système.

Position du champ proche : un vrai faux problème

Le champ proche est physiquement positionné au niveau de la tête optique d'un laser à combinaison cohérente. C'est la position z de la matrice de lentilles qui va collimater l'ensemble des N_F faisceaux élémentaires (souvent définie comme l'origine $z = 0$). Toutefois, de par la propagation de ces faisceaux dans les lentilles, il va y avoir un phénomène de diffraction par les bords qui va dégrader la qualité du champ proche : le nombre de Fresnel devient supérieur à 1 mais inférieur à quelques centaines, car l'on choisira souvent une taille caractéristique de source R_S petite (cm ou mm) pour regrouper le plus d'émetteurs possible. Cela peut créer des interférences parasites (Figure 2.8).

2.1. MODÉLISATIONS DE LA PROPAGATION DU CHAMP PROCHE D'UN LASER À COMBINAISON COHÉRENTE AU TRAVERS DE L'INTERFÉROMÈTRE PISTIL

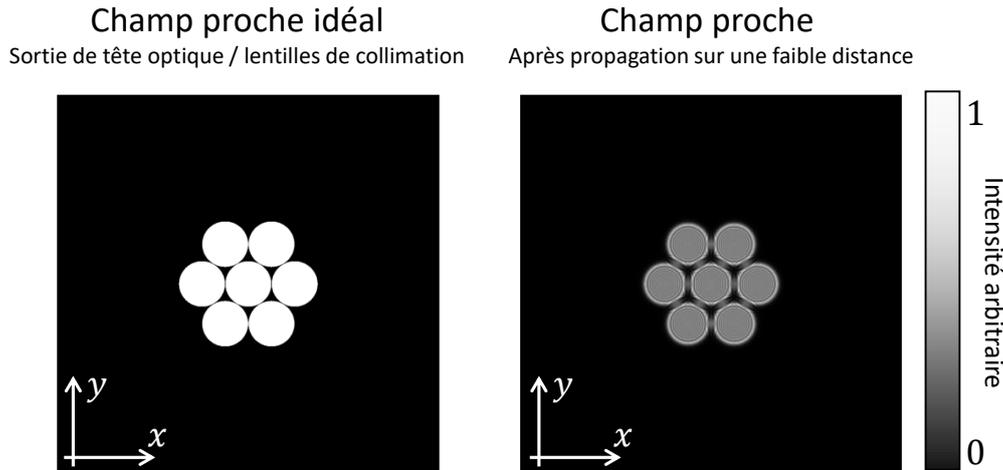


FIGURE 2.8 – Effet de la diffraction par les bords des lentilles de collimation sur le champ proche uniformément éclairé. L'effet est similaire avec un champ proche composé de faisceaux Gaussiens.

La qualité du champ proche se dégrade donc rapidement avec la distance de propagation. En pratique, il est impossible de placer un interféromètre directement en sortie de la matrice de lentilles, mais il est possible d'utiliser un afocal pour reproduire plus loin sur l'axe optique une image du champ proche, nette de tout effet de propagation de Fresnel (Figure 2.9). Cet afocal est constitué de deux lentilles L1 et L2 de longueurs focales f_1 et f_2 . En plus de ré-imagier le champ proche, il permet d'adapter les dimensions de la tête optique à celles de l'interféromètre, de par son grandissement transversal du champ noté $G_C = f_2/f_1$.

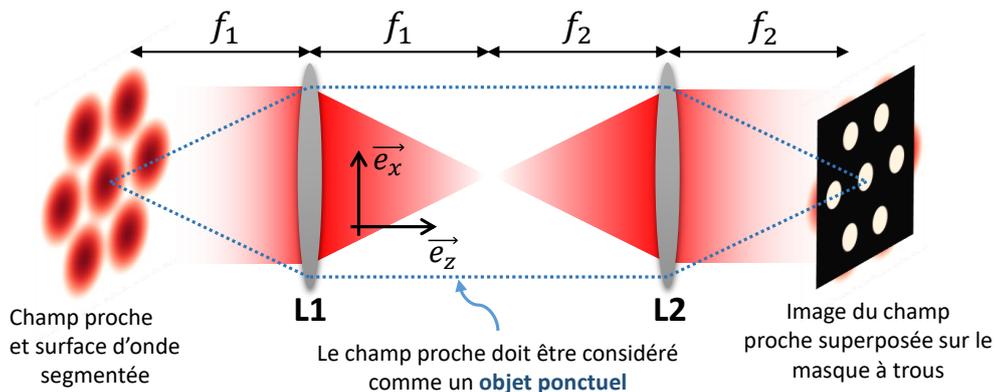


FIGURE 2.9 – Champ proche étant ré-imagé par un afocal pour s'adapter aux dimensions de l'interféromètre PISTIL et ne pas subir des défauts de phase liés à la propagation de Fresnel dès la propagation libre des faisceaux élémentaires collimatés.

Il est facile de montrer que la propagation du champ proche du plan objet de l'afocal à son plan image est sans perte d'information et correspond à une homothétie de rapport $-G_C$. Ainsi, nous partons du principe que le champ proche ré-imagé et le masque à trous existent sur la même position sur l'axe optique ($z = 2f_1 + 2f_2$) que nous choisissons comme

2.1. MODÉLISATIONS DE LA PROPAGATION DU CHAMP PROCHE D'UN LASER À COMBINAISON COHÉRENTE AU TRAVERS DE L'INTERFÉROMÈTRE PISTIL

le nouveau point $z = 0$ pour faciliter l'écriture des formules. Nous pouvons donc définir le champ proche lacunaire issu du masque (Eq.(2.6)) par :

$$E_M(x, y, 0) = E(x, y, 0).M(x, y) \quad (2.12)$$

Nous avons montré que le champ proche en lui-même était une limite du modèle, à laquelle nous avons apporté rapidement une solution. Nous allons aborder dans les deux cas suivants les problématiques de diffraction par les bords lors de la propagation du champ au travers de l'interféromètre.

Propagation dans l'interféromètre : réseau de diffraction idéal, réseau de diffraction réel

Nous supposons que le champ proche $E(x, y, z)$ est correctement imagé dans le plan du masque ($z = 0$). Le réseau de diffraction est placé à une distance arbitraire z_{res} du masque. Dès que le champ se propage après avoir traversé le masque, il subit les effets de la diffraction par les bords (formalisme disponible en Annexe B.1.2), car de la même manière que pour le champ proche, le nombre de Fresnel associé y est au moins 4 fois plus petit ($R_T \leq R_S/2$). La courbure des fronts d'ondes des faisceaux élémentaires s'accroît, et le passage dans le réseau de diffraction va amplifier le phénomène, comme représenté schématiquement dans la Figure 2.10.

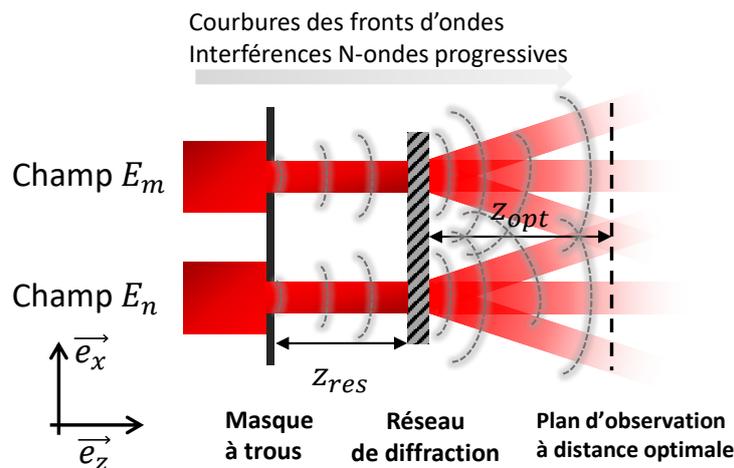


FIGURE 2.10 – Propagation du front d'onde après diffraction par les bords des éléments optiques de l'interféromètre PISTIL. Les courbures en pointillés gris représentent la déformation progressive des fronts d'ondes et des supports des faisceaux, entraînant rapidement des interférences multiples autres que celle à deux-ondes recherchée.

Dans le plan du détecteur, un mélange pourra être observé entre les interférences deux-ondes des pétales et des interférences N-ondes, effaçant la simplicité du modèle géométrique. Le pistilogramme observé présente bien des franges deux-ondes, relativement moins nettes et qui changent d'allure rapidement avec le nouveau paramètre qu'est la distance entre le masque et le réseau z_{res} (Figure B.2).

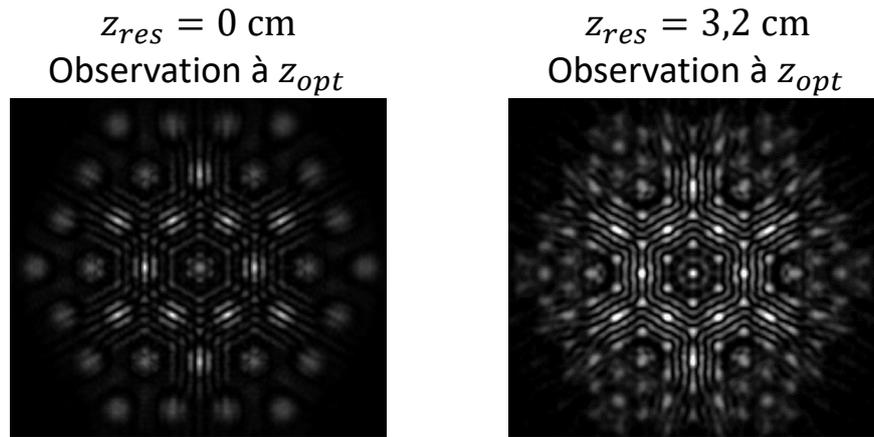


FIGURE 2.11 – Pistilogrammes obtenus après propagations successives des champs dans la configuration géométrique.

Si les franges semblent être toujours exploitables, quasi-sinusoïdales, c'est parce que nous avons pris en compte un réseau idéal (Eq.(2.7)). Il faut se placer dans le cas d'un réseau réel pour mieux comprendre l'incompatibilité du lieu géométrique optimal de l'interféromètre PISTIL avec sa mise en pratique.

Bien que le calcul analytique de (voir Eq.(B.3a)) suggère qu'il soit possible de concevoir un algorithme pour extraire les différences de piston du pistilogramme ainsi obtenu, les autres termes de phase ne peuvent plus être détectés aussi facilement. Il faut donc proposer une solution méthodologique pour rétablir le pistilogramme géométrique (Eq.(2.9)) à partir du masque et du réseau, et de prendre en compte les effets de la diffraction par les bords en faisant se propager les faisceaux entre chaque élément optique.

2.1.3 Principe d'imagerie d'un pistilogramme géométrique virtuel

Il est nécessaire de compenser les effets de la diffraction par les bords que nous avons décrit dans la section 2.1.2 quand le champ se propage au travers de l'interféromètre. Utiliser un afocal pour imager le pistilogramme obtenu, comme pour imager le champ proche sur le masque (Figure 2.9), ne produirait aucun effet bénéfique, puisque les champs à la position z du pistilogramme géométrique ont déjà subi l'effet de la propagation de Fresnel, dès la traversée du masque à trous. La position $z = 0$ du masque sur l'axe optique est la seule où le champ et donc les fronts d'ondes élémentaires sont correctement définis. Par conséquent, le masque est le seul objet qu'il est possible d'imager sans perte de la qualité optique des faisceaux lacunarisés et par extension de la surface d'onde segmentée.

Il s'avère que l'image du masque par un afocal (le réseau étant placé entre le masque et la première lentille de l'afocal) sera un pistilogramme géométrique net de toute interférence parasite, avec de plus une superposition parfaite des sous-pupilles si et seulement si la distance z_{res} est égale à la distance optimale z_{opt} . Une expérience de pensée à ce propos est disponible en annexe B.1.2, sous-section 'L'idée du pistilogramme virtuel'.

Système d'imagerie d'un pistilogramme virtuel

Un pistilogramme virtuel existe dans le plan du masque à trous, mais n'est pas accessible. Pour l'imager sur un détecteur, il faut mettre en place un système optique qui va permettre de créer une image du masque. Une simple lentille convergente ne suffit pas : elle donne simplement accès au plan de Fourier du champ proche imagé sur le plan du masque. Il faut donc de nouveau utiliser un afocal pour ré-imager le masque.

Nous allons choisir un tel système afocal composé de deux lentilles LA et LB convergentes, de longueurs focales f_A et f_B , associant ainsi à l'afocal le grandissement du pistilogramme virtuel $G_P = f_B/f_A$, pour faire correspondre les dimensions de ce dernier à celles du détecteur. Comme le champ proche imagé et le masque sont deux objets superposés, il faut placer le masque au plan focal objet de la lentille LA, ce qui va créer une image dans le plan focal image de la lentille LB. Notons que le réseau de diffraction, qui se trouve entre le masque et la première lentille LA, se verra créer une image au delà de celle du pistilogramme virtuel. Le système est présenté dans la Figure 2.12.

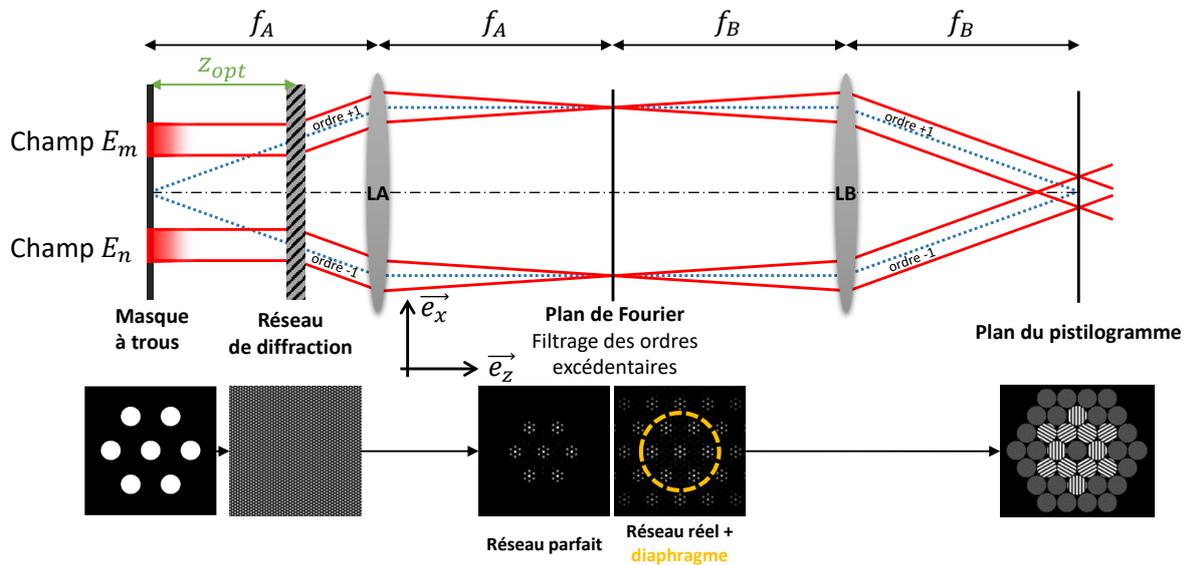


FIGURE 2.12 – Schéma du système d'imagerie du pistilogramme virtuel sur un plan focal image réel. En rouge sont représentés les propagations des rayons issues des sous-pupilles et en bleu l'imagerie du plan du recouvrement virtuel des sous-pupilles. En bas de chaque élément optique est montré une image de l'intensité du champ proche obtenue par propagation de Fresnel.

L'utilisation d'un afocal permet de plus d'accéder à un plan de Fourier. Dans ce plan est accessible la transformée de Fourier spatiale du produit des transmittances du masque et du réseau. Par conséquent il est possible de définir à cette position une fonction de filtrage qui supprimera les ordres excédentaires dans le cas de l'utilisation d'un réseau réel. En pratique, cette fonction est réalisée par un diaphragme (un iris), dont le diamètre dépend principalement de la longueur focale f_A et de l'inverse du pas du réseau de Bravais p_g .

Le système d'imagerie du pistilogramme géométrique virtuel que nous venons de présenter est régi par des équations de propagation du champ proche au travers de tous les éléments optiques. Cette propagation est disponible pour le lecteur/la lectrice intéressé(e) dans l'Annexe B.1.2. Nous pouvons alors montrer que, dans le cas où le grandissement du

2.1. MODÉLISATIONS DE LA PROPAGATION DU CHAMP PROCHE D'UN LASER À COMBINAISON COHÉRENTE AU TRAVERS DE L'INTERFÉROMÈTRE PISTIL

pistilogramme vaut simplement $G_P = 1$ et que le réseau est choisi parfait (pas de diaphragme de filtrage de Fourier), l'équation des pétales de franges issues de la superposition des répliques opposées des champs E_n et E_m s'écrit :

$$I_{nm}(x, y) \propto \mathbb{1}_m^T \left(x - \frac{x_n + x_m}{2}, y - \frac{y_n + y_m}{2} \right) (|E_{0,n}|^2 + |E_{0,m}|^2) + \mathbb{1}_m^T \left(x - \frac{x_n + x_m}{2}, y - \frac{y_n + y_m}{2} \right) 2E_{0,n}E_{0,m} \cos \left[\begin{array}{c} 2\pi \frac{2x \cos \theta_t}{p_g} - 2\pi \frac{2y \sin \theta_t}{p_g} \\ + 2\pi \frac{(x_n + x_m) \cos \theta_t}{p_g} - 2\pi \frac{(y_n + y_m) \sin \theta_t}{p_g} \\ - \Delta \varphi_{nm}(x, y) \end{array} \right] \quad (2.13)$$

Cette solution est en tout point similaire à l'Eq.(2.9) à ceci prêt que la différence de phase $\Delta \varphi_{nm}$ est comptée négativement. Par conséquent, nous avons démontré qu'il existe bien une position pour laquelle le pistilogramme issu du modèle de propagation géométrique est défini sans aucune perte d'information, à un signe prêt.

2.1.4 Dimensionnement de l'interféromètre PISTIL : l'inéquation du pistilogramme

Un pétale comporte un certain nombre de franges d'interférence. Compte tenu l'équation Eq.(2.13), la période des franges le long de la direction θ_t dans la maille est de $p_g/2$. Le support $\mathbb{1}_m^T(x, y)$ étant de diamètre $2R_T$ ($R_T \leq \overline{C_n C_m}/4$) pour le cas des trous circulaires, nous pouvons définir le nombre N de franges par pétales de la manière suivante :

$$N = \frac{4R_T}{p_g} \leq \frac{2\overline{C_n C_m}}{p_g} \quad (2.14)$$

Le pistilogramme est enregistré par un détecteur optique, dont la matrice de pixels discrétise le plan (x, y) : le pas pixel est défini par p_{px} et vaut entre 5 et 30 microns selon la bande spectrale considérée (visible-proche infrarouge ou bande télécom). Chaque frange doit respecter le critère de Shannon et donc être imagée sur le détecteur avec au moins $M \geq 2$ pixels. La taille physique des N franges est donc égale à $N.M.p_{px}$. Comme cette taille doit être inférieure égale au support de diamètre $2R_T$, en remaniant l'équation précédente (Eq.(2.14)) pour comparer la taille du support à la taille du nombre des franges, nous pouvons écrire l'inéquation du pistilogramme :

$$2N.p_{px} \leq N.M.p_{px} \leq N \cdot \frac{p_g}{2} \leq 2R_T \leq \frac{\overline{C_n C_m}}{2} \quad (2.15)$$

Cette inégalité représente une version préliminaire du cahier des charges pour concevoir un interféromètre PISTIL. Elle permet notamment de se fixer des valeurs clefs : en général la distance inter-faisceaux $d_F = \overline{C_n C_m}$, qui contraint aussi le rayon des trous, souvent pris optimal égal à $\overline{C_n C_m}/4$, et le pas pixel p_{px} de la caméra utilisée. En connaissant ces limites, il est possible de donner rapidement un ordre de grandeur du pas p_g du réseau de diffraction par exemple. De plus, la dimension totale de la caméra (en nombre de pixels), permet de choisir quel grandissement G_P sera à utiliser en fonction de l'inégalité du pistilogramme et du grandissement G_C , souvent imposé.

Par exemple, nous devons réaliser un interféromètre PISTIL personnalisé qui doit s'adapter au cahier des charges présenté ci-après :

2.1. MODÉLISATIONS DE LA PROPAGATION DU CHAMP PROCHE D'UN LASER À COMBINAISON COHÉRENTE AU TRAVERS DE L'INTERFÉROMÈTRE PISTIL

- 7 faisceaux de bande télécom ($\lambda \approx 1.5 \mu\text{m}$) en maille hexagonale de paramètre $d_F = \overline{C_n C_m} = 5.4 \text{ mm}$ subissant un grandissement $G_C = 1/4$,
- Une caméra de $320 \times 256 \text{ pixels}^2$ avec un pas pixel de $p_{px} = 30 \mu\text{m}$,
- Un réseau disponible dans l'inventaire, dont le pas de Bravais est de $p_g = 97 \mu\text{m}$.

En se basant sur ces données, nous trouvons un nombre de franges par pétales de $N = 13$. Si la taille du support est $2R_T = \overline{C_n C_m} \cdot G_C / 2 \approx 0.66 \text{ mm}$, alors dans le cas critique de l'inégalité du pistilogramme, on trouve qu'il y a $M = 1.7$ pixels par frange, ce qui est en dessous du critère de Shannon. Le choix d'un grandissement de $G_P = 170/60$ (des afocaux de l'inventaire) permet de transformer le rayon des trous effectif en $G_P \cdot R_T$, et de trouver ainsi un nombre de pixels par frange de $M = 4.5$: le pistilogramme sera bien échantillonné. Il est présenté dans la Figure 2.13.

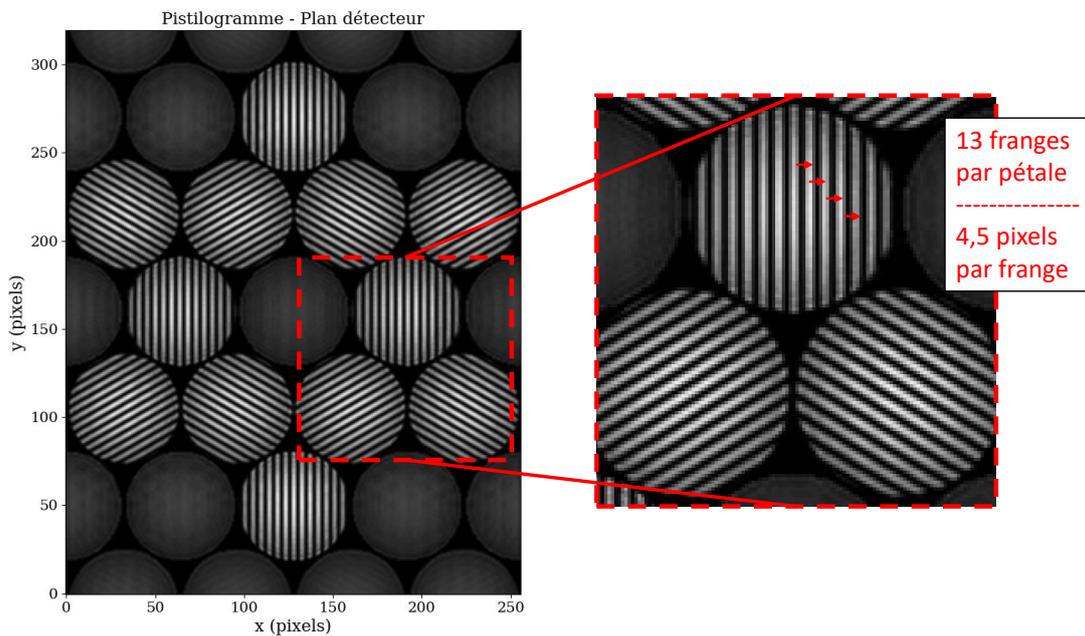


FIGURE 2.13 – Pistilogramme obtenu avec les paramètres suivants : $p_{px} = 30 \mu\text{m}$, $p_g = 97 \mu\text{m}$, $R_T \approx 0.31 \text{ mm}$ et $\overline{C_n C_m} = 1.35 \text{ mm}$ (après prise en compte du grandissement du champ), $\lambda \approx 1.5 \mu\text{m}$ (bande télécom) et par conséquent $z_{opt} \approx 4.2 \text{ cm}$.

2.1.5 Propriétés de l'interféromètre et du pistilogramme

Maintenant que nous avons obtenu un pistilogramme montrant l'adéquation entre le modèle ondulatoire et le modèle géométrique, je présente dans la suite les principales propriétés de l'équation des pétales Eq.(2.13) et de manière plus générale du pistilogramme. A la fin de chaque paragraphe, un exemple général ou numérique est donné pour illustrer chacune des propriétés.

Franges chromatiques-achromatiques

Les franges d'interférences sont achromatiques dans le concept PISTIL : elles existent sans dépendre de la longueur d'onde λ . En effet, si les faisceaux élémentaires E_n et E_m n'ont

2.1. MODÉLISATIONS DE LA PROPAGATION DU CHAMP PROCHE D'UN LASER À COMBINAISON COHÉRENTE AU TRAVERS DE L'INTERFÉROMÈTRE PISTIL

pas de défaut de phase ($\varphi_n = \varphi_m = 0$), alors nous pouvons réécrire l'équation des pétales en faisant fi des termes d'enveloppes faisceaux et des indicatrices de support des sous-pupilles :

$$I_{nm}(x, y) \propto 1 + \cos \left[\begin{array}{l} 2\pi \frac{2x \cos \theta_t}{p_g} - 2\pi \frac{2y \sin \theta_t}{p_g} \\ + 2\pi \frac{(x_n + x_m) \cos \theta_t}{p_g} - 2\pi \frac{(y_n + y_m) \sin \theta_t}{p_g} \end{array} \right] \quad (2.16)$$

Donc le premier terme $2\pi \frac{2x \cos \theta_t}{p_g} - 2\pi \frac{2y \sin \theta_t}{p_g}$, qui est la fréquence porteuse des franges d'interférences, ne dépend pas de la longueur d'onde λ . Les franges apparaissent dès lors qu'il y a diffraction des ondes par le réseau, ce qui autorise une très large gamme de longueurs d'ondes en fonction du pas de Bravais du réseau p_g , même s'il est clair que pour certaines techniques de conception d'éléments diffractifs, il existe une longueur d'onde d'optimisation. En revanche, la différence de phase, entraînant une modulation de ces franges, est chromatique (exemple : cas des défauts mécaniques d'un miroir déformable segmenté).

Grandissements et adéquation en piston/tip/tilt

Dans le nouveau modèle de l'interféromètre PISTIL, deux afocaux sont utilisés. Un pour imager le champ proche sur le masque à trous, et le second pour imager le pistilogramme virtuel sur le plan d'un détecteur. En plus de leur utilité principale, décrite précédemment, ces systèmes afocaux possèdent des grandissements que nous avons noté G_C (du champ proche au masque) et G_P (du masque au détecteur/pistilogramme imagé). Nous rappelons ici une propriété incontournable qui découle du théorème de Gouy : une déformation de la surface d'onde d'une valeur Δ de chemin optique est conservée en sortie du système optique. La Figure 2.14 est une esquisse du théorème, rendant compte de l'effet d'un grandissement générique G . Dans le modèle ondulatoire de l'interféromètre, le grandissement total du système sera $G_C.G_P$.

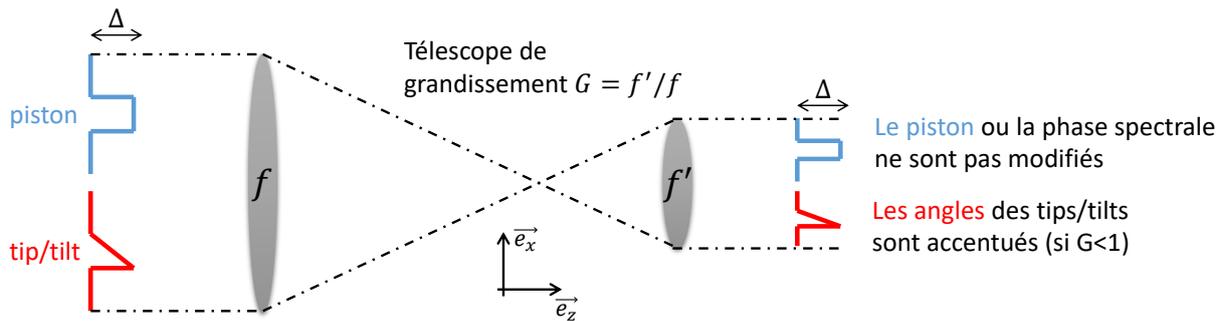


FIGURE 2.14 – Illustration du théorème de Gouy.

Pour les défauts qui sont les tips/tilts, nous observerons ainsi une évolution dans la valeur des angles des surfaces d'ondes par rapport à un plan normal à l'axe optique : exemple, l'angle $t_{X,n}$ de tip sera modifié de la sorte :

$$t_{X,n} \leftarrow t_{X,n} / (G_C.G_P) \quad (2.17)$$

Ce changement ne devra être pris en compte que si la détection des tips/tilts est nécessaire dans l'application considérée. Pour ce qui est des pistons, leurs valeurs ne sont pas

2.1. MODÉLISATIONS DE LA PROPAGATION DU CHAMP PROCHE D'UN LASER À COMBINAISON COHÉRENTE AU TRAVERS DE L'INTERFÉROMÈTRE PISTIL

affectées par le passage au travers d'un afocal, et donc ce dernier n'a aucun impact sur le dimensionnement de l'interféromètre dans son modèle basique de détection des pistons de phase des faisceaux d'un laser CBC.

Bande spectrale étendue

Il se peut que l'interféromètre PISTIL soit utilisé avec plusieurs sources monochromatiques $(\lambda_j), j \in \mathbb{N}$ ou une source à spectre étendu, de distribution spectrale d'intensité $B(\lambda)$, le plus souvent une Gaussienne centrée en λ_0 de largeur spectrale $2\sigma_\lambda\sqrt{2\ln 2}$ avec σ_λ l'écart-type du spectre (largeur) :

$$B(\lambda) = \exp\left[-\frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{2\sigma_\lambda^2}\right] \quad (2.18)$$

Dans tous les cas, nous avons introduit dans les modèles la notion de distance optimale z_{opt} masque-réseau qui permet une superposition complète des répliques des sous-pupilles. Cette quantité dépend de la longueur d'onde :

$$z_{opt} = \frac{\overline{C_n C_m} \cdot p_g}{2\lambda} \quad (2.19)$$

Si l'on utilise des sources monochromatiques et que le réseau est accessible, alors il est possible de changer sa position optimale entre chaque prise. Mais il arrive que le réseau ne soit pas accessible en fonction du montage optique, comme dans l'exemple d'un banc laser très haute puissance pour lequel on aurait couvert l'interféromètre PISTIL pour le protéger des fuites de faisceau qui peuvent l'endommager. Cela a pour conséquence de bloquer z_{opt} à une valeur fixe de longueur d'onde, par exemple λ_0 . Nous observerons alors des recouvrements sous-optimaux en fonction de l'écart entre λ et λ_0 (Figure 2.15), ce qui va réduire le nombre total de franges N . Quel est donc l'écart spectral maximum admissible ?

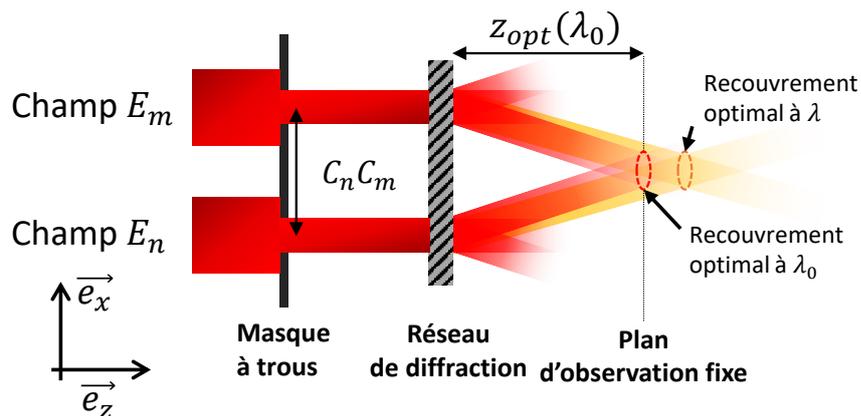


FIGURE 2.15 – Propagation géométrique et recouvrement des répliques à différentes longueurs d'ondes lorsque le réseau ne peut pas être déplacé. Notons que l'utilisation du modèle géométrique ici simplifie seulement la lecture et est transposable au modèle ondulatoire.

Dans sa thèse, M. Antier a montré qu'il était possible d'estimer grossièrement la valeur de la phase (au moins du piston) avec seulement 1,5 franges et 3 pixels pour chacune

2.1. MODÉLISATIONS DE LA PROPAGATION DU CHAMP PROCHE D'UN LASER À COMBINAISON COHÉRENTE AU TRAVERS DE L'INTERFÉROMÈTRE PISTIL

[Antier, 2014]. Cela correspond à un rayon de pétale sous-optimal de $R'_T = 1.5p_g/4$ en prenant une variante de l'Eq.(2.14). Nous avons vu que, selon la direction θ_t entre deux faisceaux élémentaires E_n et E_m dans la maille hexagonale, les répliques se superposent progressivement selon un décalage $s = z\lambda/p_g$ (de champ n vers le champ m) qui vaut $\overline{C_n C_m}/2$ quand $z = z_{opt}$ [Deprez, 2018], défini à λ_0 . Pour n'obtenir qu'un recouvrement de rayon R'_T , il faut alors que la réplique de diffraction se décale à la position $\overline{C_n C_m}/2 \mp 2R'_T$ au lieu de $\overline{C_n C_m}/2$, de telle sorte que :

$$z_{opt} \frac{\lambda}{p_g} = \frac{\overline{C_n C_m} \cdot \lambda}{2\lambda_0} = \frac{\overline{C_n C_m}}{2} \mp \frac{3p_g}{4} \quad (2.20)$$

Ce qui nous permet de trouver les valeurs extrémales de λ admissibles :

$$\lambda = 2\lambda_0 \left(\frac{1}{2} \mp \frac{3p_g}{4\overline{C_n C_m}} \right) \quad (2.21)$$

Prenons un exemple d'application numérique : pour un interféromètre réglé à $\lambda_0 = 633$ nm, un pas de Bravais $p_g = 97$ μm et une distance inter-faisceaux $d_F = \overline{C_n C_m} = 606$ μm , nous trouvons comme valeurs extrémales 425 nm (Figure 2.16) et 784 nm, soit quasiment tout le spectre visible pour un seul réglage. Nous avons supposé ici que le grandissement du champ était égal à un ; il suffit sinon de multiplier la distance inter-faisceaux par G_C .

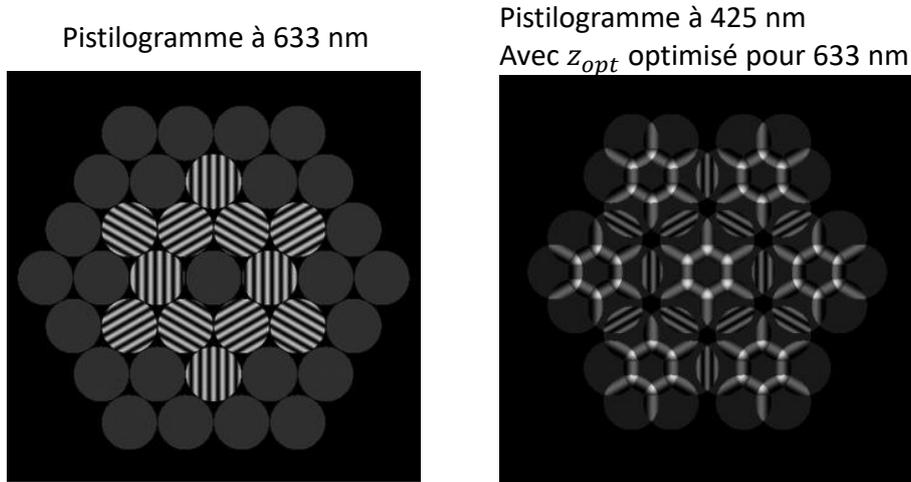


FIGURE 2.16 – Comparaison de deux pistilogrammes à deux longueurs d'ondes différentes (633 nm et 425 nm) lorsque la distance optimale z_{opt} est fixée pour l'une des deux (633 nm). L'échelle des niveaux de gris est identique pour les deux images.

Si le calcul précédent donne des résultats identiques pour l'emploi de sources monochromatiques séparées ou pour une source polychromatique, il faut aussi prendre en compte dans le deuxième cas d'une source à largeur spectrale décrite par $B(\lambda)$. Ce dernier réduit le contraste des franges, et est accentué en fonction de la superposition de toutes les répliques et les dépendances de la phase avec λ . Pour une étude généralisée, la superposition incohérente peut s'écrire dans le cadre de l'interféromètre PISTIL :

$$I_{nm}^B(x, y) = \int B(\lambda) \cdot I_{nm}(x, y) d\lambda \quad (2.22)$$

2.1. MODÉLISATIONS DE LA PROPAGATION DU CHAMP PROCHE D'UN LASER À COMBINAISON COHÉRENTE AU TRAVERS DE L'INTERFÉROMÈTRE PISTIL

Avec l'intensité I_{nm} d'un pétale défini dans le modèle ondulatoire (Eq.(2.13)). Si cela s'avère nécessaire, il est possible de choisir l'intégration des champs plutôt que des intensités. Ce genre de calcul a déjà été discuté dans le cadre de l'interféromètre à décalage bi-latéral dans la thèse de S.Velghe [Velghe, 2007] : l'exploitabilité d'un interférogramme à λ_0 reste possible. J'ai dressé deux conclusions complémentaires à cette affirmation à partir de ses travaux et de simulations numériques approchant son calcul formel (Eq.(2.22)) :

- Dans le cas d'une variation de différence de phase identique pour tout λ (train d'onde identiquement déphasé), la perte de contraste est seulement due à la superposition non optimale des sous-pupilles, cette dernière étant étudiée dans l'optimisation du modèle géométrique [Deprez, 2018]. Cela revient à considérer une somme continue de pistilogrammes aux franges toutes identiques.
- Dans le cas d'une variation de différence de marche identique, la phase varie avec l'inverse de la longueur d'onde (Eq.(2.5)). L'exemple typique est celui d'un miroir segmenté illuminé par une source laser polychromatique. Les variations de la phase vont être prises en compte dans l'intégrale de l'intensité polychromatique et entraînent une diminution du contraste. Cependant, cette perte de contraste ne devient critique que lorsque la longueur d'onde λ est très éloignée de λ_0 , valeur pour laquelle est optimisé le montage optique de l'interféromètre. Par conséquent, les supports auront déjà été séparés. Je présente dans la Figure 2.17 l'allure d'un spectre gaussien de largeur spectrale 100 nm centré sur 1064 nm et un pistilogramme-type obtenu par intégration des intensités des pétales.

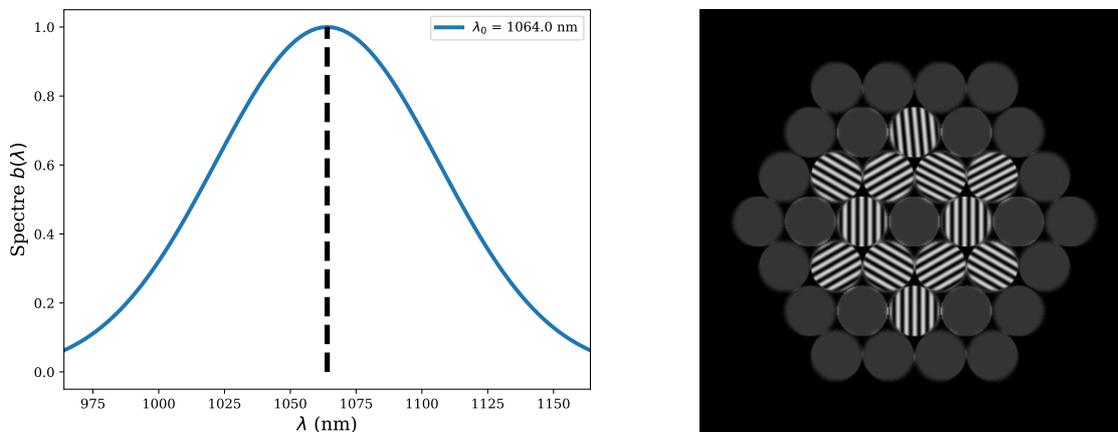


FIGURE 2.17 – Exemple de spectre polychromatique et pistilogramme-type (en niveau de gris) résultant de l'intégration des franges à différentes longueurs d'ondes (longueur d'onde centrale 1064 nm).

Nous avons vu que l'interféromètre PISTIL était compatible pour la mesure des phases de faisceaux élémentaires à spectre étendu discret ou continu. Nous pouvons dès à présent aborder la question des faisceaux laser ultracourts, qui sont la clef de l'augmentation de la puissance crête et moyenne qui peut être délivrée par un laser à combinaison cohérente.

Pistilogramme et impulsions laser ultracourtes

Vis-à-vis de l'interférométrie PISTIL, les faisceaux ultracourts présentent deux particularités. La première est que, de par leur durée d'impulsion (quelques fs à centaines

2.1. MODÉLISATIONS DE LA PROPAGATION DU CHAMP PROCHE D'UN LASER À COMBINAISON COHÉRENTE AU TRAVERS DE L'INTERFÉROMÈTRE PISTIL

de fs), ils ont un spectre fréquentiel large : ce sont des sources polychromatiques, dont le spectre (en pulsion ω) est le plus souvent Gaussien. Ce spectre est centré sur une pulsion d'impulsion $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$ (avec c la célérité), et d'écart-type σ_ω tel que la largeur spectrale (à mi-hauteur) d'impulsion est $2\sqrt{2\ln 2}\sigma_\omega$. Ainsi ce spectre $B(\omega)$ s'écrit :

$$B(\omega) = \exp\left[-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{2\sigma_\omega^2}\right] \quad (2.23)$$

La seconde particularité est que les faisceaux subissent des variations de leur phase spectrale, qui s'écrit (rappel de l'Eq.(1.9) présentée en Figure 1.8) :

$$\varphi_n^{\text{spectrale}}(\omega) = \varphi_{0,n} + \tau_{1,n} \cdot (\omega - \omega_0)$$

Avec cette fois, en plus du piston de phase $\varphi_{0,n}$, l'introduction du retard d'impulsion $\tau_{n,1}$ par rapport à un temps de référence ou une autre impulsion. En se basant sur les précédents travaux de combinaison cohérente de lasers femtosecondes [Jacqmin, 2016, Heilmann, 2018], je donne la forme temporelle de l'impulsion ultracourte E_n du champ proche :

$$E_n(t) \propto \exp\left[-\sigma_\omega^2 \frac{(t - \tau_{1,n})^2}{2}\right] \exp(i\varphi_{0,n}) \quad (2.24)$$

Cette expression peut être directement utilisée dans le modèle ondulatoire PISTIL (Eq.(2.13) ou Eq.(B.8b)) avec une extension de temporalité t , de telle sorte que l'on obtient après calcul la formulation suivante (sans les fonctions indicatrices) :

$$I_{nm}(x, y, t) \propto |E_{0,n}(t)|^2 + |E_{0,m}(t)|^2 + 2 \exp\left[-\frac{\sigma_\omega^2}{2} \left((t - \tau_{1,n})^2 + (t - \tau_{1,m})^2\right)\right] \cos\left[\begin{array}{c} 2\pi \frac{2x \cos\theta_t}{p_g} - 2\pi \frac{2y \sin\theta_t}{p_g} \\ + 2\pi \frac{(x_n + x_m) \cos\theta_t}{p_g} - 2\pi \frac{(y_n + y_m) \sin\theta_t}{p_g} \\ - \Delta\varphi_{nm}(x, y) \end{array}\right] \quad (2.25)$$

Cette écriture rend compte de l'ajout d'un terme de contraste dépendant des retards, multiplié au cosinus porteur des franges d'interférences. Par conséquent, si les faisceaux sont trop en retard l'un par rapport à l'autre, le contraste des franges va chuter jusqu'à devenir nul quand les faisceaux deviennent spatialement incohérents (voir Figure 2.18).

2.1. MODÉLISATIONS DE LA PROPAGATION DU CHAMP PROCHE D'UN LASER À COMBINAISON COHÉRENTE AU TRAVERS DE L'INTERFÉROMÈTRE PISTIL

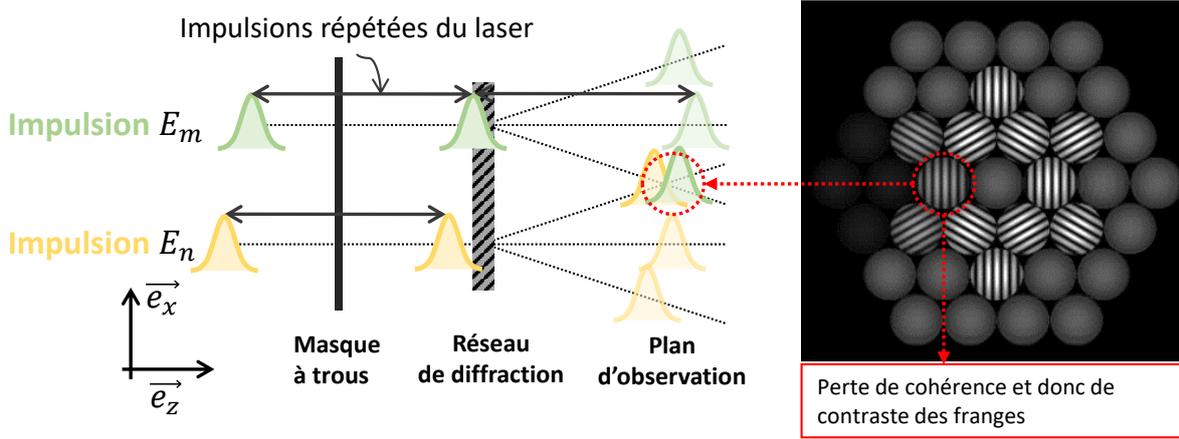


FIGURE 2.18 – Schéma de fonctionnement de l'interféromètre PISTIL avec des impulsions laser ultracourtes. L'apparition de franges est conditionnée par la valeur du retard entre les répliques diffractées des impulsions E_n et E_m voisines.

Pour aller un peu plus loin, notons que dans les faits, le détecteur intègre un très grand nombre d'impulsions au court d'un temps T d'intégration allant de quelques microsecondes à quelques ms. Pour prendre en compte un détecteur réel, il suffira de calculer la valeur moyenne temporelle de l'Eq.(2.25) sur un temps T , ce qui donne :

$$\langle I_{nm}(x, y, t) \rangle \propto \langle |E_{0,n}(t)|^2 + |E_{0,m}(t)|^2 \rangle + \mathcal{K} \exp \left[-\frac{\sigma_\omega^2}{2} (\tau_{1,n} - \tau_{1,m})^2 \right] \cos \left[+2\pi \frac{2x \cos \theta_t}{p_g} - 2\pi \frac{2y \sin \theta_t}{p_g} - \Delta\varphi_{nm}(x, y) \right] \quad (2.26)$$

avec \mathcal{K} une valeur relativement constante et en supposant que la différence de phase ne varie pas pendant l'intégration. Pour conclure, les équations Eq.(2.25) et Eq.(2.26) montrent que l'interférométrie PISTIL est totalement compatible avec le régime laser impulsionnel.

Vers une estimation du bruit d'intensité et des champs électriques avec les ordres 0

Les ordres 0, non diffractés, ne sont pas intervenus dans le modèle de création des pétales de franges. Ils ne sont pas pour autant inutiles. En effet, chaque ordre 0 non diffracté sera aussi imagé sur le détecteur, ce qui nous permettra d'estimer l'intensité du faisceau $I_{0,n}$ correspondant au champ E_n :

- Soit en calculant la valeur moyenne de l'intensité de l'ordre 0 dans le cas d'une illumination uniforme (sur tout le champ proche ou par faisceau),
- Soit en comparant l'intensité de l'ordre à un modèle Gaussien (pré-paramétré par le waist, mais ce n'est pas obligatoire).

Ceci fait, le module du champ est calculé en prenant la racine de l'intensité estimée $\hat{E}_{0,n} \approx \sqrt{I_{0,n}}$. De plus, comme l'intensité maximale des franges dans le cas de faisceaux continus (valeur d'une frange blanche), vaut :

$$|E_{0,n}|^2 + |E_{0,m}|^2 + 2E_{0,n} \cdot E_{0,m} \quad (2.27)$$

nous disposons d'un moyen de vérification immédiat des valeurs de $\hat{E}_{0,n}$ et $\hat{E}_{0,m}$. Il est aussi possible de vérifier ce résultat avec le contraste des franges. Lorsque nous aurons reconstruit

2.1. MODÉLISATIONS DE LA PROPAGATION DU CHAMP PROCHE D'UN LASER À COMBINAISON COHÉRENTE AU TRAVERS DE L'INTERFÉROMÈTRE PISTIL

la phase du faisceau E_n , nous connaissons une estimation de son amplitude complexe, ce qui est une option non-négligeable dans la métrologie des lasers intenses basés sur la combinaison cohérente.

Bien entendu, nous avons négligé les efficacités de diffraction du réseau, mais comme ces dernières peuvent être simulées et vérifiées expérimentalement avant l'application concrète de la mesure, nous pouvons les considérer comme déjà étalonnées. De plus la conversion du module du champ électrique à une valeur physique nécessite la connaissance des paramètres de conversion du détecteur employé. J'ai établi un prototype d'algorithme qui permet d'estimer les intensités des faisceaux grâce aux informations des ordres 0, sans prendre en compte l'efficacité du réseau. Le résultat, montré par exemple en Figure 2.19, rend compte de la capacité de l'interféromètre à estimer les différentes intensités de chaque faisceau, ainsi que leurs bruits (comprenant aussi le bruit du détecteur, qu'il conviendra de confirmer la nature au préalable), une variable d'ajustement qui s'avère utile dans l'optimisation de la combinaison cohérente des sources élémentaires du champ proche [Wang et al., 2019a].

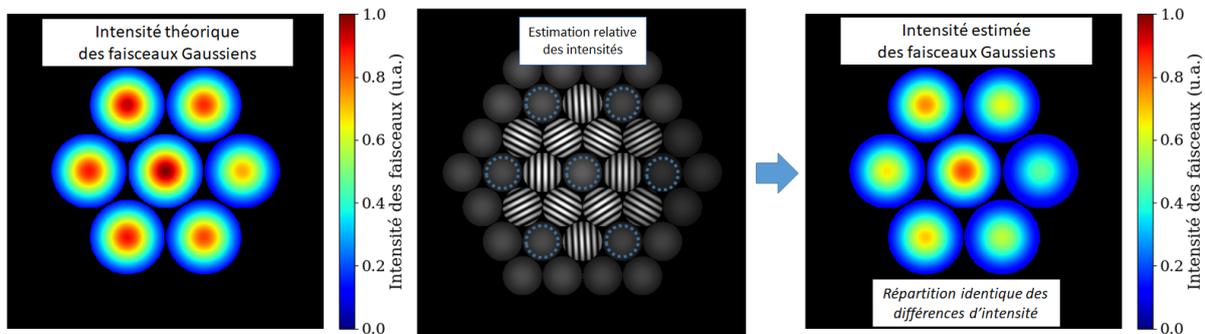


FIGURE 2.19 – Exemple d'estimation des intensités des faisceaux grâce aux ordres 0 du pistilogramme. Dans mon algorithme prototype, l'intensité théorique (à gauche) est multipliée par l'efficacité de l'ordre 0 du réseau lors de la propagation. L'intensité effective relative est estimée à partir du pistilogramme (au centre), et présente la même distribution spatiale pour une intensité maximale moindre (à droite).

2.1.6 Conclusion

Pour résumer la proposition de ce nouveau modèle, nous avons en premier lieu présenté les problématiques liées à l'application du montage géométrique de l'interféromètre dans une situation réelle. Nous nous sommes rendu compte que les effets de diffraction par les bords et de propagation libre des ondes émises par le champ proche considéré comme un objet dégradent le pistilogramme. Les franges auraient été inexploitable. Pour pallier ce problème, la solution a été d'utiliser un afocal pour créer une image réelle d'un pistilogramme virtuel qui possède toutes les qualités géométriques suggérées par le modèle géométrique, car il se trouve dans un plan image du masque à trous et surtout du champ proche, ce dernier ayant été lui-même relayé par un autre afocal faisant le lien entre le système à combinaison cohérente et l'interféromètre. Le montage optique d'un point de vu système est schématisé dans la Figure 2.20 et reflète la simplicité du produit fini, qui peut s'intégrer rapidement sur tout type de montage de combinaison cohérente de sources élémentaires.

2.1. MODÉLISATIONS DE LA PROPAGATION DU CHAMP PROCHE D'UN LASER À COMBINAISON COHÉRENTE AU TRAVERS DE L'INTERFÉROMÈTRE PISTIL

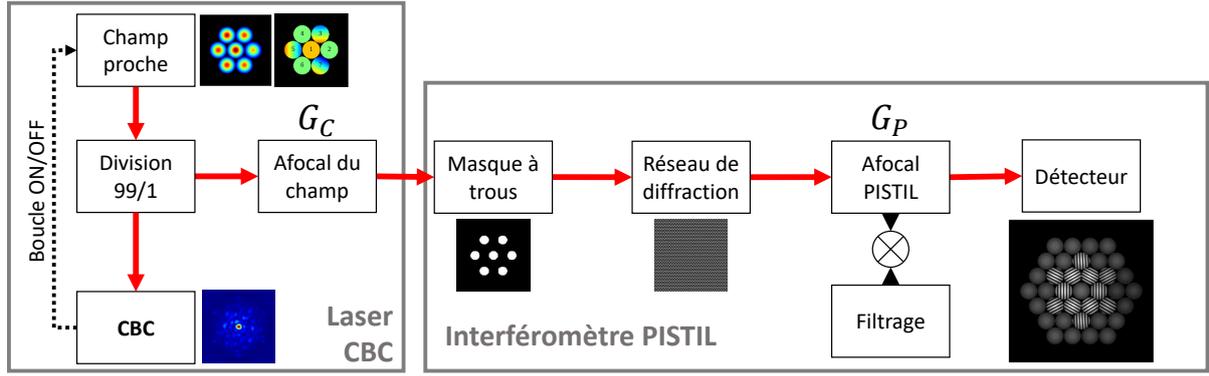


FIGURE 2.20 – Montage optique système de l'interféromètre sur un laser CBC.

Par un enchaînement de propagations, nous avons montré par le calcul que l'intensité du champ au plan focal image de l'afocal correspondait à celle d'un pistilogramme géométrique, permettant ainsi de conclure quant à la validité du modèle, dont je rappelle ici l'équation des pétales :

$$I_{nm}(x, y) \propto \mathbb{1}_m^T \left(x - \frac{x_n + x_m}{2}, y - \frac{y_n + y_m}{2} \right) (|E_{0,n}|^2 + |E_{0,m}|^2) + \mathbb{1}_m^T \left(x - \frac{x_n + x_m}{2}, y - \frac{y_n + y_m}{2} \right) 2E_{0,n}E_{0,m} \cos \left[\begin{array}{l} 2\pi \frac{2x \cos \theta_t}{p_g} - 2\pi \frac{2y \sin \theta_t}{p_g} \\ + 2\pi \frac{(x_n + x_m) \cos \theta_t}{p_g} - 2\pi \frac{(y_n + y_m) \sin \theta_t}{p_g} \\ - \Delta \varphi_{nm}(x, y) \end{array} \right]$$

avec :

$$\Delta \varphi_{nm}(x, y) = \Delta \varphi_{0,nm} + \frac{2\pi \Delta t_{X,nm}}{\lambda} x + \frac{2\pi \Delta t_{Y,nm}}{\lambda} y$$

De plus, l'interféromètre possède de nombreuses propriétés. Chacune d'elles présente une réelle utilité en pratique, bien entendu pour la progression de la lecture du manuscrit, mais surtout pour les applications qui ont été menées tout au long du travail de thèse (Table introductive 2.1) et qui s'avèrent être un échantillon représentatif du domaine de l'analyse des surfaces d'ondes pour la combinaison cohérente de lasers.

Application → Chapitre →	Miroir déformable Chapitre 3	Laser continu Chapitre 4	Laser femtoseconde Chapitre 5
Franges achromatiques	+	+	+
Grandissements	+	++	++
Lumière polychromatique	+		++
Impulsion ultracourte			++
Utilité de l'ordre 0	+	+	++

TABLE 2.1 – Résumé de l'exploitation des propriétés clefs de l'analyseur PISTIL.

Il reste maintenant à traiter le pistilogramme pour en extraire les N_P valeurs des différences de phase $\Delta \varphi_{nm}$, et de reconstruire à partir ces dernières les N_F phases φ_n qui composent la surface d'onde segmentée du champ proche du système laser à combinaison cohérente.

2.2 Traitements du pistilogramme pour estimer les phases des faisceaux élémentaires

L'interféromètre PISTIL transforme une surface d'onde segmentée, constituée des N_F phases des éléments qui la composent, en un système de franges d'interférence. Nous avons vu que la variation spatiale d'intensité de ces franges dépend directement des différences de phase qui existent entre les éléments deux à deux voisins, et que les franges sont immédiatement modulées par une porteuse dont la fréquence est liée à la période du réseau de diffraction utilisé dans l'analyseur. Par conséquent, nous pouvons traiter le pistilogramme avec une démodulation par transformée de Fourier [Takeda et al., 1982]. Dans la suite, j'en présente une adaptation au cas particulier de l'analyse des surfaces d'ondes segmentée via le formalisme PISTIL.

2.2.1 Des franges du pistilogramme aux différences de phase des sous-pupilles voisines

Le traitement par Transformée de Fourier des interférogrammes est une technique connue de la littérature accompagnant les techniques d'interférométries à décalage multi-latéral [Velghe, 2007, Toulon, 2009a, Bellanger, 2010]. Ce traitement dans les cas mentionnés, permet d'accéder à une estimation des gradients de phase dans différentes directions du plan interférométrique.

Repris dans [Deprez, 2018] pour montrer son adéquation avec l'étude des pistilogrammes, le traitement par Transformée de Fourier permet ici de retrouver non pas des dérivées (ce qui supposerait que le front d'onde est continu), mais les différences de phase $\Delta\varphi_{nm}(x, y)$ qui ont généré les motifs de franges.

Dans la section courante, je présente une version concise du développement mathématique nécessaire pour comprendre comment nous utilisons les motifs de franges pour estimer les différences de phase, en adéquation avec les notations et les notions introduites dans le manuscrit.

A partir du modèle ondulatoire de l'interférométrie PISTIL, nous utilisons l'équation Eq.(2.13) d'un pétale (dans laquelle nous posons les amplitudes respectives $E_{0,n} = E_{0,m} = 1$) pour en calculer sa Transformée de Fourier spatiale :

$$\begin{aligned}
 TF[I_{nm}](\nu_x, \nu_y) = & \left[\mathcal{J}(\nu_x, \nu_y) \cdot \exp\left(-2\pi i \nu_x \frac{x_n + x_m}{2} - 2\pi i \nu_y \frac{y_n + y_m}{2}\right) \right] * 2\delta(\nu_x, \nu_y) \\
 & + \left[\mathcal{J}(\nu_x, \nu_y) \cdot \exp\left(-2\pi i \nu_x \frac{x_n + x_m}{2} - 2\pi i \nu_y \frac{y_n + y_m}{2}\right) \right] \\
 & * \left[\exp(i\phi_0 - i\Delta\varphi_{0,nm}) \cdot \delta\left(\nu_x - K_x + \frac{\Delta t_{X,nm}}{\lambda}, \nu_y - K_y + \frac{\Delta t_{Y,nm}}{\lambda}\right) \right] \\
 & + \left[\mathcal{J}(\nu_x, \nu_y) \cdot \exp\left(-2\pi i \nu_x \frac{x_n + x_m}{2} - 2\pi i \nu_y \frac{y_n + y_m}{2}\right) \right] \\
 & * \left[\exp(-i\phi_0 + i\Delta\varphi_{0,nm}) \cdot \delta\left(\nu_x + K_x - \frac{\Delta t_{X,nm}}{\lambda}, \nu_y + K_y - \frac{\Delta t_{Y,nm}}{\lambda}\right) \right]
 \end{aligned} \quad (2.28)$$

Les notations suivantes ont été utilisées pour simplifier la lecture :

- $\mathcal{J}(\nu_x, \nu_y)$ représente la Transformée de Fourier spatiale de la fonction indicatrice d'un trou du masque. C'est une fonction de Bessel cardinale dans le cas d'une sous-pupille circulaire,

2.2. TRAITEMENTS DU PISTIOGRAMME POUR ESTIMER LES PHASES DES FAISCEAUX ÉLÉMENTAIRES

- $\phi_0 = +2\pi \frac{(x_n+x_m)\cos\theta_t}{p_g} - 2\pi \frac{(y_n+y_m)\sin\theta_t}{p_g}$ est le déphasage à l'origine du pétale (lié à la définition du repère et donc des points (x_n, y_n)),
- $K_x = \frac{2\cos\theta_t}{p_g}$ et $K_y = -\frac{2\sin\theta_t}{p_g}$ sont les fréquences porteuses du pétale.

Ainsi, chaque pétale apporte une contribution à la fréquence nulle plus deux harmoniques à symétrie centrale, aux alentours de la fréquence radiale porteuse $2/p_g$ ($\pm K_x, \pm K_y$) en fonction des différences de tip et tilt notamment. Toutes les harmoniques (dont le pic central) sont convoluées par la transformée de la sous-pupille $\mathcal{J}(v_x, v_y)$, ce qui a pour conséquence de les élargir spectralement. L'Eq.(2.28) est illustrée en Figure 2.21 avec sa densité spectrale 2D (module carré de la TF).

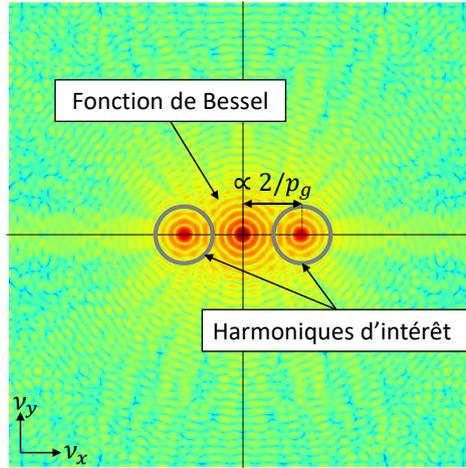


FIGURE 2.21 – Transformée de Fourier spatiale d'un pétale de franges.

Il est ensuite nécessaire de filtrer le plan de Fourier. Pour ce faire, nous choisissons l'une des harmoniques contenant l'information de phase (puisque le cosinus a pour transformée de Fourier deux fonctions delta de Dirac opposées, au sens des distributions). Prenons par exemple l'harmonique centrée en (K_x, K_y) et multiplions la par une fonction fenêtre $U(v_x - K_x, v_y - K_y)$, qui est simplement une fonction disque de rayon fréquentiel $1/p_g$. Il vient alors :

$$\begin{aligned}
 TF_{filtrée} [I_{nm}] (v_x, v_y) &= U(v_x - K_x, v_y - K_y) \cdot TF [I_{nm}] (v_x, v_y) \\
 &= U(v_x - K_x, v_y - K_y) \cdot \mathcal{J} \left(v_x - K_x + \frac{\Delta t_{X,nm}}{\lambda}, v_y - K_y + \frac{\Delta t_{Y,nm}}{2\pi\lambda} \right) \\
 &\quad \times \exp(-i\Delta\varphi_{0,nm}) \exp \left[i\phi_0 + \left(-2\pi i v_x \frac{x_n + x_m}{2} - 2\pi i v_y \frac{y_n + y_m}{2} \right) \right]
 \end{aligned} \tag{2.29}$$

Il faut ensuite recentrer le résultat sur la fréquence centrale pour supprimer les translations fréquentielles (centrage et fenêtrage sont interchangeable en fenêtrant au centre) :

$$\begin{aligned}
 TF_{filtrée}^{centrée} [I_{nm}] (v_x, v_y) &= \delta(v_x + K_x, v_y + K_y) * TF_{filtrée} [I_{nm}] (v_x, v_y) \\
 &= U(v_x, v_y) \cdot \mathcal{J} \left(v_x + \frac{\Delta t_{X,nm}}{\lambda}, v_y + \frac{\Delta t_{Y,nm}}{\lambda} \right) \\
 &\quad \times \exp \left(-2\pi i v_x \frac{x_n + x_m}{2} - 2\pi i v_y \frac{y_n + y_m}{2} \right) \\
 &\quad \times \exp(-i\Delta\varphi_{0,nm}) \exp \left[i\phi_0 + \left(-2\pi i K_x \frac{x_n + x_m}{2} - 2\pi i K_y \frac{y_n + y_m}{2} \right) \right]
 \end{aligned} \tag{2.30}$$

A ce moment de la procédure, il est possible de supprimer le déphasage à l'origine, qui s'est vu octroyer un terme supplémentaire de par la procédure elle-même. Pour ce faire, il suffit soit de multiplier numériquement l'Eq.(2.30) par le complexe conjugué de son dernier terme, soit de le multiplier par le complexe conjugué d'un terme similaire obtenu par le même processus appliqué à un pistilogramme de référence. La première méthode proposera une estimation brute de la phase absolue cumulée des faisceaux, tandis que la deuxième méthode permettra de supprimer les aberrations du montage optique qui en pratique sont non nulles [Velghe, 2007]. Elle prendra en compte une surface d'onde de référence (celle présentée au montage), c'est-à-dire des valeurs de phase de référence pour chaque faisceau élémentaire [Deprez, 2018]. Dans la pratique, nous appliquerons la seconde méthode, mais dans ce chapitre nous supprimons simplement le dernier terme de l'Eq.(2.30).

Pour terminer la démodulation de l'harmonique, il faut en calculer sa transformée de Fourier inverse pour ensuite calculer son argument :

$$[I_{nm}]_{filtrée}^{centrée}(v_x, v_y) = TF^{-1}[U](x, y) * \left\{ \mathbb{1}_T \left(x - \frac{x_n + x_m}{2}, y - \frac{y_n + y_m}{2} \right) \cdot \exp \left[-i \left(\Delta\varphi_{0,nm} + \frac{2\pi\Delta t_{X,nm}}{\lambda} x + \frac{2\pi\Delta t_{Y,nm}}{\lambda} y \right) \right] \right\} \quad (2.31)$$

Intervient alors une hypothèse fondamentale qui s'avère empiriquement juste : l'effet de la convolution par la transformée inverse de $U(v_x, v_y)$ (une fonction de Bessel cardinale si U est un disque) est minime sur la surface du pétale retrouvée et sur les exponentielles imaginaires comprenant les différences de tip et de tilt. Notons que si seule une différence de piston existe, elle est tout de même retrouvée en valeur moyenne sur la surface du pétale de phase. Ceci dit, nous simplifions alors :

$$[I_{nm}]_{filtrée}^{centrée}(v_x, v_y) \approx \mathbb{1}_T \left(x - \frac{x_n + x_m}{2}, y - \frac{y_n + y_m}{2} \right) \times \exp \left[-i \left(\Delta\varphi_{0,nm} + \frac{2\pi\Delta t_{X,nm}}{\lambda} x + \frac{2\pi\Delta t_{Y,nm}}{\lambda} y \right) \right] \quad (2.32)$$

Ce qui autorise l'estimation du pétale de phase en calculant l'opposé de l'argument de l'Eq.(2.32) :

$$\widehat{\Delta\varphi}_{nm}(x, y) \approx \Delta\varphi_{0,nm} + \frac{2\pi\Delta t_{X,nm}}{\lambda} x + \frac{2\pi\Delta t_{Y,nm}}{\lambda} y \quad (2.33)$$

Le résultat de l'ensemble de ces opérations de démodulation est représenté dans la Figure 2.22. Le pétale de phase est clairement défini sur son support, le reste du plan de phase étant replié de par les effets de bords de la convolution qui n'est pas négligée dans mon algorithme.

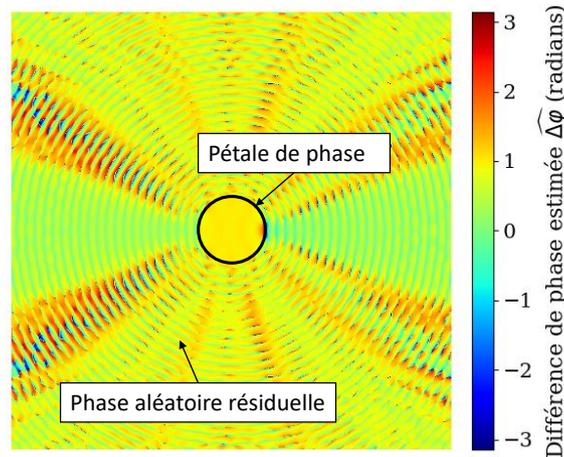


FIGURE 2.22 – Démodulation d’un pétale de franges en un pétale de phase. L’image est agrandie par rapport à la TF pour mieux discerner le pétale. Notons que la phase en dehors de ce dernier est aléatoire et fortement repliée, résultant de la fenêtre qui convolue les résidus.

Ainsi, nous pouvons estimer les N_p pétales de phase. Il n’y a pas N_p traitements nécessaires à faire par ailleurs, mais seulement trois. En effet, il n’existe que trois orientations possibles pour les pétales dans la maille hexagonale : les trois angles θ_t (par exemple, 0° , 120° et -120°). Par transformée de Fourier, toutes les harmoniques de franges d’orientation identique coexistent donc autour des trois couples de fréquences porteuses $(K_x(\theta_t), K_y(\theta_t))$, à leurs différences de tip/tilt près. Le contrecoup associé est que les pétales de phase de ces mêmes franges sont obtenus par transformée de Fourier inverse d’une population d’harmoniques, mélangeant ainsi les phases partout ailleurs que sur leurs supports respectifs. Finalement, cela nous projette sur l’équation Eq.(2.32) : les N_p supports sont extraits un à un pour continuer l’analyse. L’intégralité du processus est résumé dans la Figure 2.23.

L’équation Eq.(2.30) de traitement par Transformée de Fourier centrée et filtrée montre qu’il existe une claire délimitation dans la dynamique admissible des différences de piston, tip et tilt. Étudiées du point de vue du pistilogramme dans la référence [Deprez, 2018], elles sont brièvement rappelées dans la liste suivante :

- De par l’exponentielle imaginaire, il est toujours impératif que la différence de piston sur un pistilogramme respecte la condition suivante :

$$\Delta\varphi_{0,nm} \in [-\pi, \pi[\quad (2.34)$$

sans quoi le décalage du motif de franges se répètera à l’identique. Par conséquent les variations de phase possibles par faisceaux sont limitées par les différences maximales admissibles,

- De par le filtrage à $1/p_g$ de la fenêtre $U(v_x, v_y)$ [Velghe, 2007], les différences de tip et tilt sont limitées par la condition suivante :

$$\left(\frac{\Delta t_{X,nm}}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{\Delta t_{Y,nm}}{\lambda}\right)^2 < \frac{1}{p_g^2} \quad (2.35)$$

qui montre qu’il y a couplage entre les variations de tip et de tilt admissibles, limitées par le choix de la période du réseau, mais aussi par le pas pixel, car la période finale des franges ne peut pas être plus petite que deux pixels.

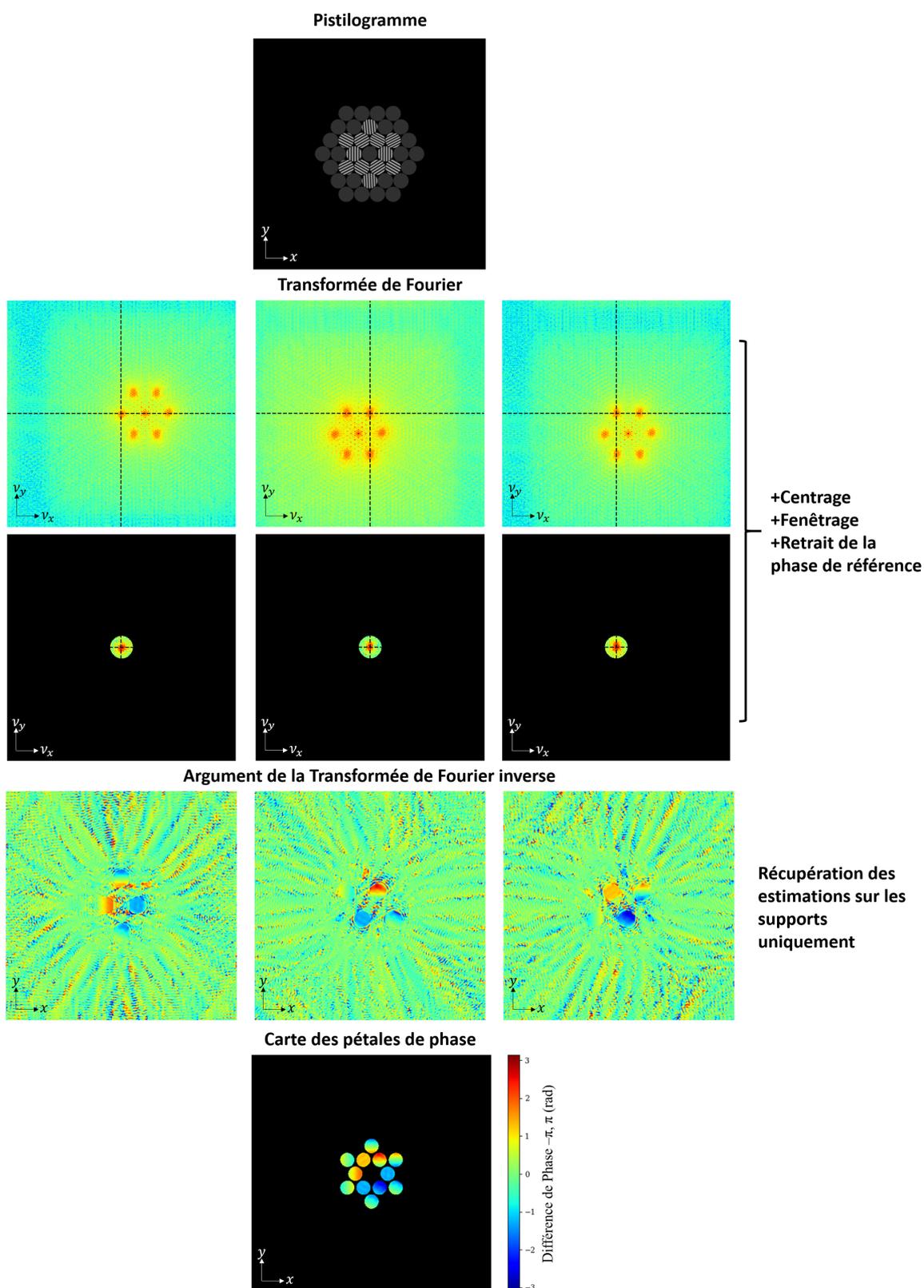


FIGURE 2.23 – Démodulation des motifs de franges par Transformée de Fourier.

Maintenant que nous avons obtenu chaque pétale de phase, qui contient l'estimation de la différence de phase totale, il reste à en extraire les trois différences de piston, tip et tilt. Cette extraction est effectuée en projetant $\widehat{\Delta\varphi}$ sur une base orthonormée sur le support d'un pétale $\{f_{\varphi_0}, f_{t_x}, f_{t_y}\}$ de polynômes 2D piston, tip, tilt, invariante par changement d'échelle (représentées en Figure 2.24) :

$$\widehat{\Delta\varphi}_{0,nm} = \frac{1}{\|f_{\varphi_0}\|} \langle \widehat{\Delta\varphi}_{nm} | f_{\varphi_0} \rangle \quad (2.36a)$$

$$\widehat{\Delta t}_{x,nm} = \frac{1}{2\pi \|f_{t_x}\|} \langle \widehat{\Delta\varphi}_{nm} | f_{t_x} \rangle \quad (2.36b)$$

$$\widehat{\Delta t}_{y,nm} = \frac{1}{2\pi \|f_{t_y}\|} \langle \widehat{\Delta\varphi}_{nm} | f_{t_y} \rangle \quad (2.36c)$$

Avec $\langle \cdot | \cdot \rangle$ le produit scalaire de fonctions de \mathbb{R}^2 (plus précisément sur la taille d'un pétale), et $\| \cdot \|$ la norme associée. Les fonctions de bases définies comme suit :

$$f_{\varphi_0}(x, y) = \frac{\mathbb{1}_T(x, y)}{\|\mathbb{1}_T(x, y)\|} \quad (2.37a)$$

$$f_{t_x}(x, y) = \frac{x \cdot \mathbb{1}_T(x, y)}{\|x \cdot \mathbb{1}_T(x, y)\|} \quad (2.37b)$$

$$f_{t_y}(x, y) = \frac{y \cdot \mathbb{1}_T(x, y)}{\|y \cdot \mathbb{1}_T(x, y)\|} \quad (2.37c)$$

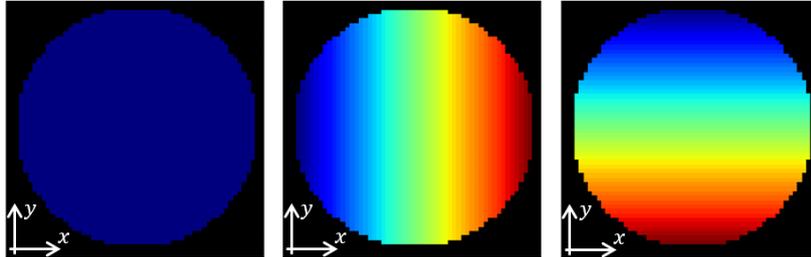


FIGURE 2.24 – Base polynomiale orthonormée du piston/tip/tilt. L'échelle est pupille-dépendante et n'a pas d'importance, les fonctions tip/tilt sont de moyenne nulle.

Ce qui nous permet d'obtenir $3 \times N_p$ valeurs qui seront classées dans trois vecteurs colonnes $\widehat{\Delta\varphi}_0$, $\widehat{\Delta t}_x$ et $\widehat{\Delta t}_y$, tous les trois de dimension $N_p \times 1$. Si la connaissance de ces trois vecteurs est suffisante pour les applications de co-phasage où il suffit de rendre la surface d'onde plane (c'est-à-dire mettre à zéro les vecteurs), une étape de reconstruction sera nécessaire pour les applications de mise en forme du faisceau, ou même d'étude de variation de la surface d'onde lors d'un co-phasage avec un système natif du banc CBC étudié.

Avant de passer à cette étape, rappelons que la démodulation par Transformée de Fourier est une des solutions possibles pour l'estimation des différences de piston, tip et tilt à partir des pistilogrammes. Il existe d'autres solutions dans l'espace direct, qui se basent sur la corrélation entre les franges d'un pistilogramme d'étude et celles du pistilogramme de référence, ou encore plusieurs motifs de franges enregistrés dans une bibliothèque [Antier, 2014] (deux méthodes testées avec succès sur des simulations). Un exemple du prototype de comparaison par corrélation est montré en Figure 2.25.

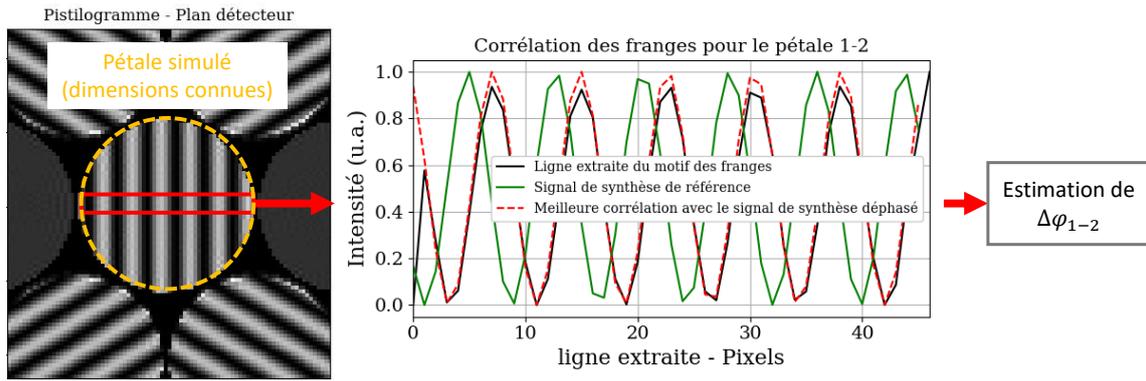


FIGURE 2.25 – Prémices du fonctionnement de l'analyse des différences de phase par corrélation avec un signal de synthèse de référence. Si l'on connaît le dimensionnement du pistilogramme, nous pouvons reproduire un signal simulé (en vert) et le déphaser volontairement jusqu'à maximiser la corrélation (en rouge) avec le signal d'intérêt (en noir), qui a été extrait du pistilogramme montré à gauche.

Le traitement des figures d'interférences obtenues par PISTIL est représentable par un schéma-bloc, et le bloc d'analyse des franges vers les différences de phases (par TF) est donc interchangeable avec d'autres procédés comme les corrélations (Figure 2.26).

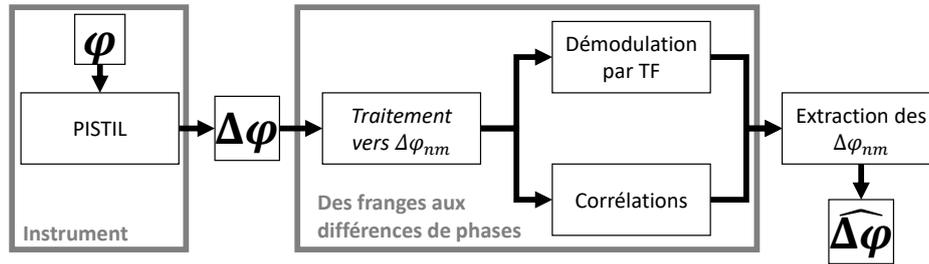


FIGURE 2.26 – Schéma-bloc d'un traitement des franges aux différences de phase.

2.2.2 Reconstruction de la surface d'onde par inversion généralisée des différences de phase

Dans cette partie, nous souhaitons reconstruire la surface d'onde initiale, c'est-à-dire estimer les valeurs des phases de tous les faisceaux élémentaires. L'algèbre linéaire sera notre outil principal pour y parvenir. Lesdites phases sont arrangées en vecteurs de taille $N_F \times 1$, φ_0 , t_X et t_Y . A partir de l'équation du pétale Eq.(2.13) qui fait intervenir la différence de phase entre deux faisceaux, l'existence d'un opérateur \mathbf{D} représentant l'interféromètre, de taille $N_P \times N_F$ associant aux pistons, tips et tilts leurs différences voisines $\Delta\varphi_0$, Δt_X et Δt_Y (toutes de dimension $N_P \times 1$) est évidente :

$$\Delta\varphi_0 = \mathbf{D} \cdot \varphi_0 \quad (2.38a)$$

$$\Delta t_X = \mathbf{D} \cdot t_X \quad (2.38b)$$

$$\Delta t_Y = \mathbf{D} \cdot t_Y \quad (2.38c)$$

2.2. TRAITEMENTS DU PISTIOGRAMME POUR ESTIMER LES PHASES DES FAISCEAUX ÉLÉMENTAIRES

La matrice \mathbf{D} est rectangulaire ($N_p \geq N_F$) et ne contient sur chaque ligne qu'une valeur -1 et une valeur $+1$ pour les indices n et m correspondants. Elle est nulle partout ailleurs (voir exemple en Figure 2.27 pour $N_F = 7$ et 37).

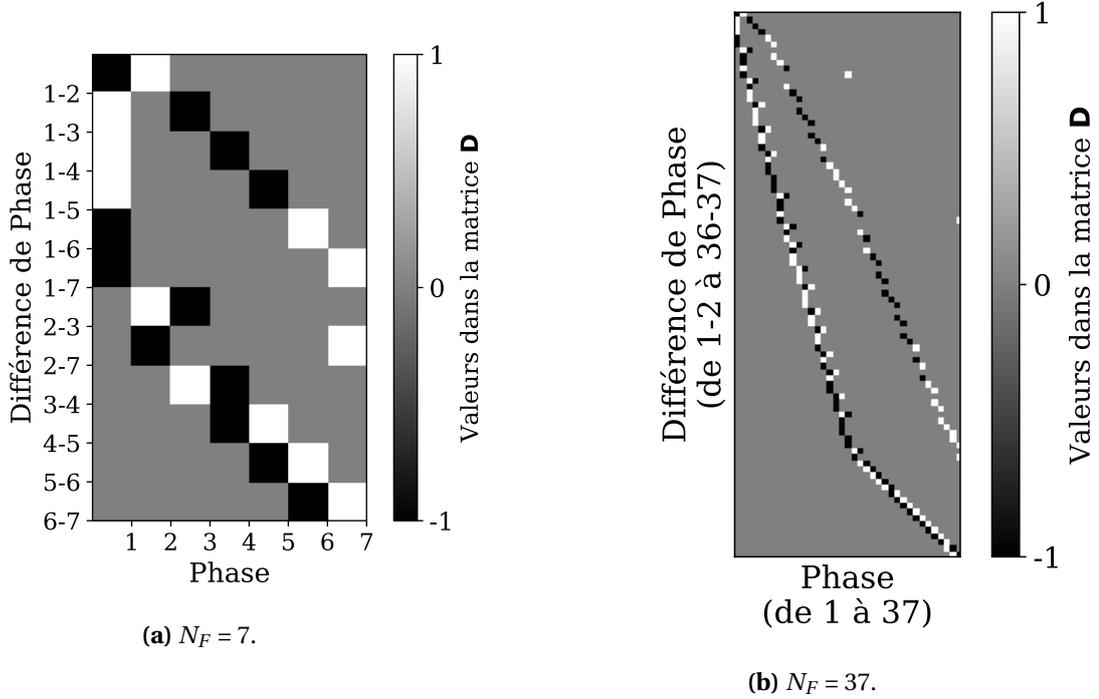


FIGURE 2.27 – Exemples de matrice \mathbf{D} pour 7 et 37 éléments.

Comme nous avons obtenu une estimation des trois vecteurs des différences de phase, il faut désormais inverser les trois relations pour en déduire les vecteurs des pistons, tips et tilts reconstruits. Cette inversion est possible grâce au calcul de l'inverse généralisée de Moore-Penrose \mathbf{D}^\dagger de la matrice \mathbf{D} [Penrose, 1955]. La taille de \mathbf{D}^\dagger est donc $N_F \times N_p$. Nous obtenons ainsi les trois vecteurs pseudo-solutions $\hat{\boldsymbol{\varphi}}_0$, $\hat{\mathbf{t}}_X$ et $\hat{\mathbf{t}}_Y$:

$$\hat{\boldsymbol{\varphi}}_0 = \mathbf{D}^\dagger \cdot \widehat{\Delta \boldsymbol{\varphi}}_0 \quad (2.39a)$$

$$\hat{\mathbf{t}}_X = \mathbf{D}^\dagger \cdot \widehat{\Delta \mathbf{t}}_X \quad (2.39b)$$

$$\hat{\mathbf{t}}_Y = \mathbf{D}^\dagger \cdot \widehat{\Delta \mathbf{t}}_Y \quad (2.39c)$$

Les phases $\hat{\varphi}_n(x, y)$ des N_F faisceaux du champ proche sont ainsi estimées, et par extension il est possible de reconstruire la surface d'onde morcelée qui est simplement la juxtaposition de toutes les phases en lieu et place de leurs supports (Figure 2.28).

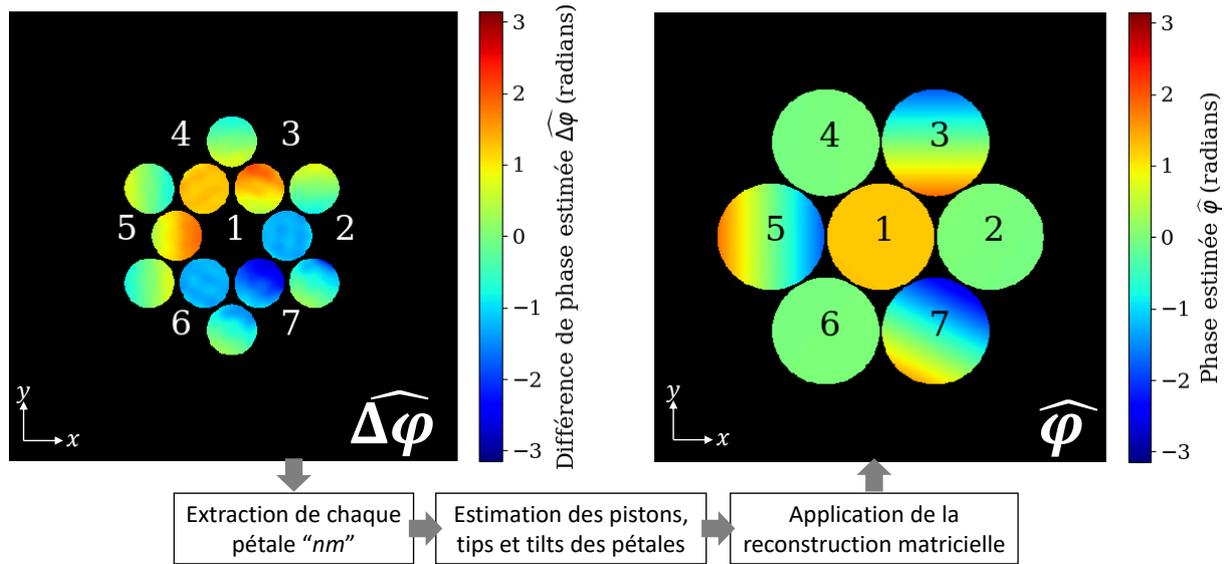


FIGURE 2.28 – Exemple reconstruction des différences de phase vers les phases estimées de chaque faisceau.

2.2.3 Propriétés du traitement

Pour simplifier la description des propriétés, je ne considère que les pistons de phase et les différences associées, sauf mention contraire explicite.

Algèbre pistillienne : décomposition en valeurs singulières de la matrice \mathbf{D} de l'interféromètre et de la matrice \mathbf{D}^\dagger de reconstruction

Résoudre un problème $\Delta\varphi_0 = \mathbf{D}\cdot\varphi_0$ pour estimer φ_0 (en piston, tip, tilt), demande d'estimer la robustesse du calcul aux sources de bruits affectant soit la matrice de reconstruction, soit le vecteur des différences de phase. La situation inverse, c'est-à-dire chercher la différence de phase en connaissant les phases, est similaire. Notons tout d'abord que les matrices \mathbf{D} et \mathbf{D}^\dagger ne sont pas bruitées, puisqu'elles ne sont non pas mesurées, mais définies numériquement.

Pour estimer la robustesse de la résolution du système mentionné, nous pouvons nous appuyer sur le nombre de conditionnement Cd des matrices \mathbf{D} ou \mathbf{D}^\dagger , qui est défini de la manière suivante pour une norme matricielle, par exemple celle de Frobenius $\|\mathbf{D}\|_F = \sqrt{\text{tr}(\mathbf{D}^* \cdot \mathbf{D})}$:

$$Cd(\mathbf{D}) = \|\mathbf{D}\|_F \cdot \|\mathbf{D}^\dagger\|_F \quad (2.40)$$

Au plus Cd est grand, au plus le système est sensible aux sources de bruit. Il n'y a pas de consensus sur la valeur seuil de Cd puisque chaque problème matriciel est unique. Dans [Cheney and Kincaid, 2007], il est proposé une règle empirique qui dit qu'un conditionnement de 10^k fera perdre k chiffres significatifs de la quantité connue vers la quantité à retrouver, en général. Le conditionnement de \mathbf{D} vaut 10^{15} ... ce qui n'est pas très enthousiaste. De plus Cd ne change pas quelque soit N_F , et donc la taille de \mathbf{D} ($N_P \times N_F$). Pourtant, il sera tout à fait possible d'utiliser l'inversion Eq.(2.39a) en pratique.

Pour s'en convaincre, il faut étudier les matrices de l'interféromètre et de la reconstruction. Je propose pour cela d'effectuer une décomposition en valeurs singulières

(SVD pour *Singular Value Decomposition*) de la matrice \mathbf{D} , nous en obtenons trois matrices :

$$\mathbf{D} = \mathbf{U.S.V}^* \quad (2.41)$$

Le symbole $*$ représente l'adjointe (transposée seulement car les matrices sont toutes à valeurs réelles). Nous pouvons ainsi écrire que $\Delta\boldsymbol{\varphi}_0 = \mathbf{U.S.V}^*.\boldsymbol{\varphi}_0$ avec les propriétés suivantes :

- \mathbf{V}^* est de taille $N_F \times N_F$ et contient dans ses colonnes un ensemble de vecteurs ou modes propres $\{\mathbf{m}_i\}_{1 \leq i \leq N_F}$ de taille $N_F \times 1$ formant la base propre orthonormale de la surface d'onde segmentée pour l'opérateur \mathbf{D} .
- \mathbf{S} est de taille $N_P \times N_F$ et contient dans sa diagonale les N_F valeurs propres notées $\{s_i\}_{1 \leq i \leq N_F}$, appelées valeurs singulières ici pour les différencier des matrices carrées.
- \mathbf{U} est une matrice de passage de taille $N_P \times N_P$ vers la dimension d'arrivée (les différences de piston) et contient une base propre associée aux différences de phase.

Dans le sens de la propagation au travers de l'interféromètre PISTIL (matrice \mathbf{D}), le vecteur des phases $\boldsymbol{\varphi}_0$ peut donc se projeter sur une base propre facilitant son interprétation. Les premiers modes sont des modes de très haute fréquence (ressemblant à des gaufres, ce qui leur vaut cette appellation officielle en anglais, *waffle*). Le vecteur s'écrit dans la nouvelle base :

$$\boldsymbol{\varphi}_0 = \sum_{i \leq N_F} C_i \mathbf{m}_i = C_1 \mathbf{m}_1 + C_2 \mathbf{m}_2 + \dots + C_{N_F-1} \mathbf{m}_{N_F-1} + C_{N_F} \mathbf{m}_{N_F} \quad (2.42)$$

Avec les coefficients modaux notés $C_i = \boldsymbol{\varphi}_0^* . \mathbf{m}_i$ qui peuvent eux-même s'écrire sous la forme d'un vecteur colonne lorsque l'on effectue le changement de base :

$$\mathbf{V}^* . \boldsymbol{\varphi}_0 = \begin{pmatrix} C_1 \\ \vdots \\ C_{N_F-1} \\ C_{N_F} \end{pmatrix} \quad (2.43)$$

Les derniers modes dans ce sens de lecture ressemblent fortement à des polynômes de Zernike [Zernike, 1934, Born and Wolf, 1980], ce qui nous donne l'accès à une base descriptive contenant des aberrations très utilisées en analyse de surface d'onde : basculements, défocus, astigmatismes, etc. La Figure 2.29 présente les premiers et quelques uns des derniers modes propres pour $N_F = 61$ (4 couronnes), qui donne une résolution appréciable pour les visualiser à l'œil. Une disposition similaire des modes basse fréquence a été observée dans un travail récent portant sur le cophasage de miroirs segmentés pour la coronographie [Leboulleux, 2018]. Remarquons que le dernier mode \mathbf{m}_{N_F} est toujours un mode dit de piston global (une constante ajoutée à tous les pistons), qui est invisible pour la plupart des analyseurs de surface d'onde car il n'a pas de variation. Son coefficient modal est proportionnel à la moyenne spatiale du vecteur des phases $C_{N_F} \propto \overline{\boldsymbol{\varphi}_0} = \frac{1}{N_F} \sum \varphi_{0,n}$.

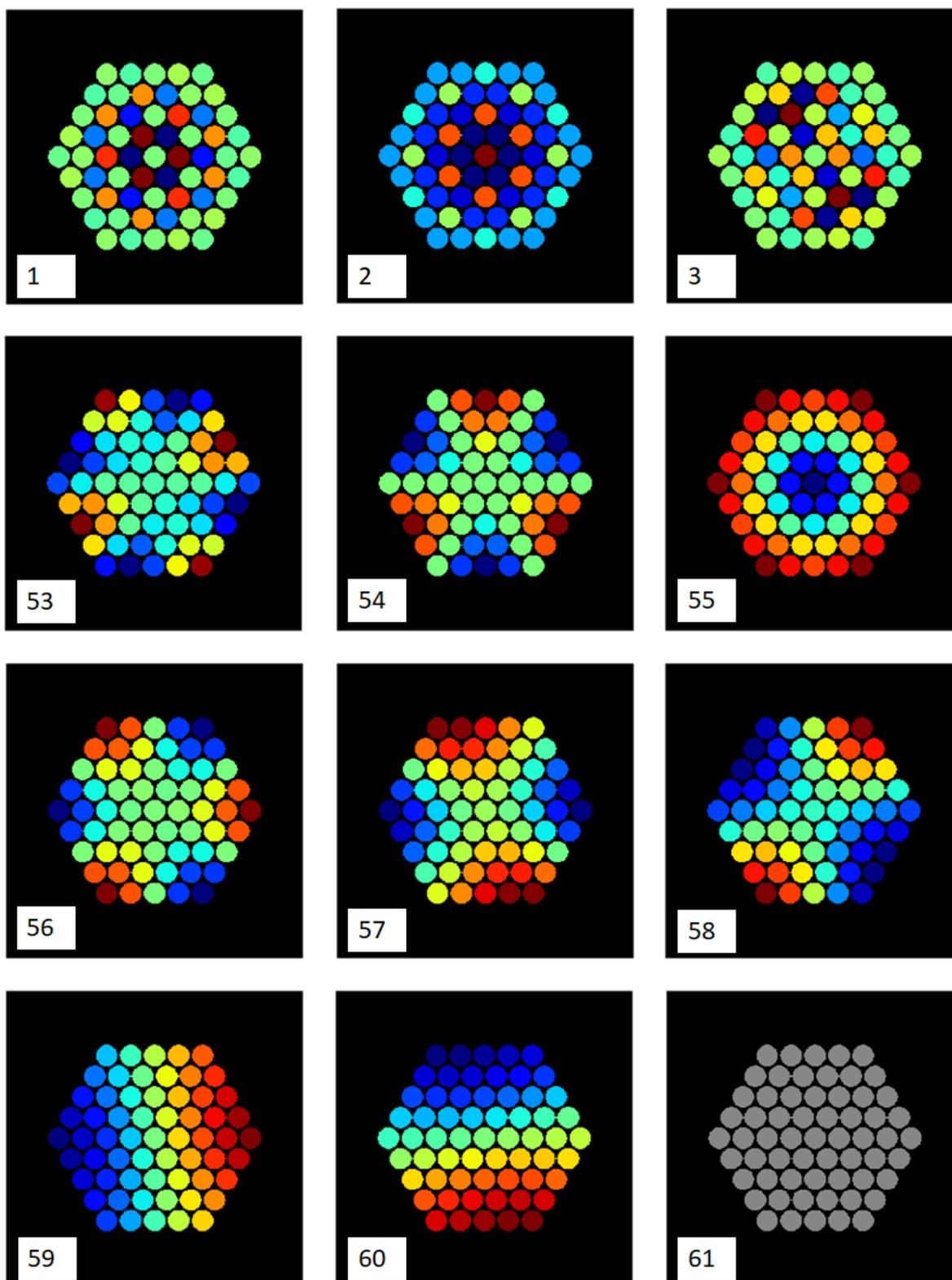


FIGURE 2.29 – Premiers et derniers modes propres de la surface d’onde segmentée décrite par le modèle algébrique PISTIL pour $N_F = 61$. Comme il y a 61 faisceaux, il y a donc 60 modes plus le mode de piston global.

2.2. TRAITEMENTS DU PISTILOGRAMME POUR ESTIMER LES PHASES DES FAISCEAUX ÉLÉMENTAIRES

Les valeurs singulières renseignent justement sur la visibilité des modes (des phases vers les différences pour \mathbf{D}), ou plutôt comment ils vont modifier le pistilogramme. Elles sont classées par décroissance (Figure 2.30), et le numéro correspond au mode associé.

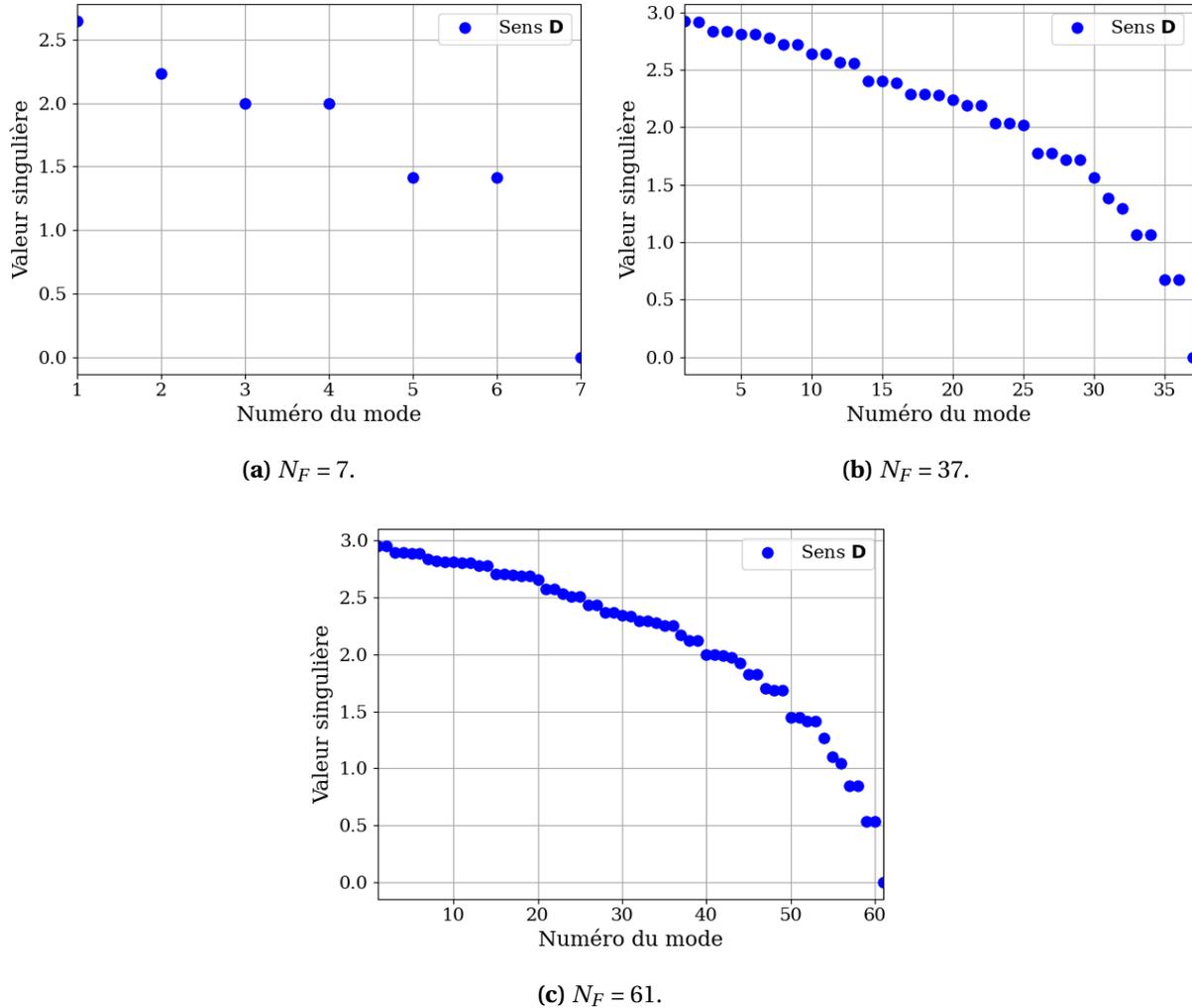


FIGURE 2.30 – Valeurs singulières de la SVD d’une matrice \mathbf{D} correspondant à 7, 37 et 61 faisceaux.

Remarquons qu’il n’existe toujours qu’une seule valeur singulière extrêmement faible (vers les 10^{-15} , 10^{-16} , un zéro numérique quelque soit l’unité associée) dans l’ensemble indépendamment de N_F , même si l’écart entre la valeur maximale et la valeur minimale non infinitésimal augmente. C’est cette valeur qui provoque l’explosion du nombre de conditionnement. En effet, il existe une définition alternative de Cd qui s’écrit comme le quotient de la première valeur singulière s_1 sur la dernière s_{N_F} :

$$Cd(\mathbf{D}) = s_1 / s_{N_F} \quad (2.44)$$

Or, comme s_{N_F} est infinitésimale, Cd explose et cette formule explique le résultat obtenu précédemment d’environ 10^{15} . Cela est tout à fait classique [Gendron, 1995] et est lié à l’impossibilité de mesurer le mode de piston global. En effet dans la formule $\Delta\boldsymbol{\varphi}_0 = \mathbf{U.S.V}^*.\boldsymbol{\varphi}_0$, la dernière valeur singulière s_{N_F} va annuler numériquement la valeur du piston global dans la dernière ligne de $\mathbf{V}^*.\boldsymbol{\varphi}_0$. Les différences de piston qui génèrent les franges du pistilogramme ne comprennent plus l’information de valeur moyenne.

2.2. TRAITEMENTS DU PISTIOGRAMME POUR ESTIMER LES PHASES DES FAISCEUX ÉLÉMENTAIRES

Dans le sens de la reconstruction, c'est à dire de l'Eq.(2.39a), la matrice \mathbf{D}^\dagger se décompose en :

$$\mathbf{D}^\dagger = \mathbf{V} \cdot \mathbf{S}^\dagger \cdot \mathbf{U}^* \quad (2.45)$$

Les valeurs singulières de la matrice \mathbf{S}^\dagger sont inversées mathématiquement par rapport à celles de \mathbf{S} , sauf pour le mode de piston global qui est toujours proche du zéro numérique (Figure 2.31). La lecture des matrice \mathbf{V} est inversée à un terme prêt : le mode gaufre 1 est relayé au numéro $N_F - 1$, le premier basculement est relayé au numéro 1, mais le mode de piston global reste toujours le numéro N_F . Par ailleurs ce mode n'est pas retrouvé ni même mésestimé puisque le produit $\mathbf{V} \cdot \mathbf{S}^\dagger$ annule de la même manière que précédemment la ligne correspondante.

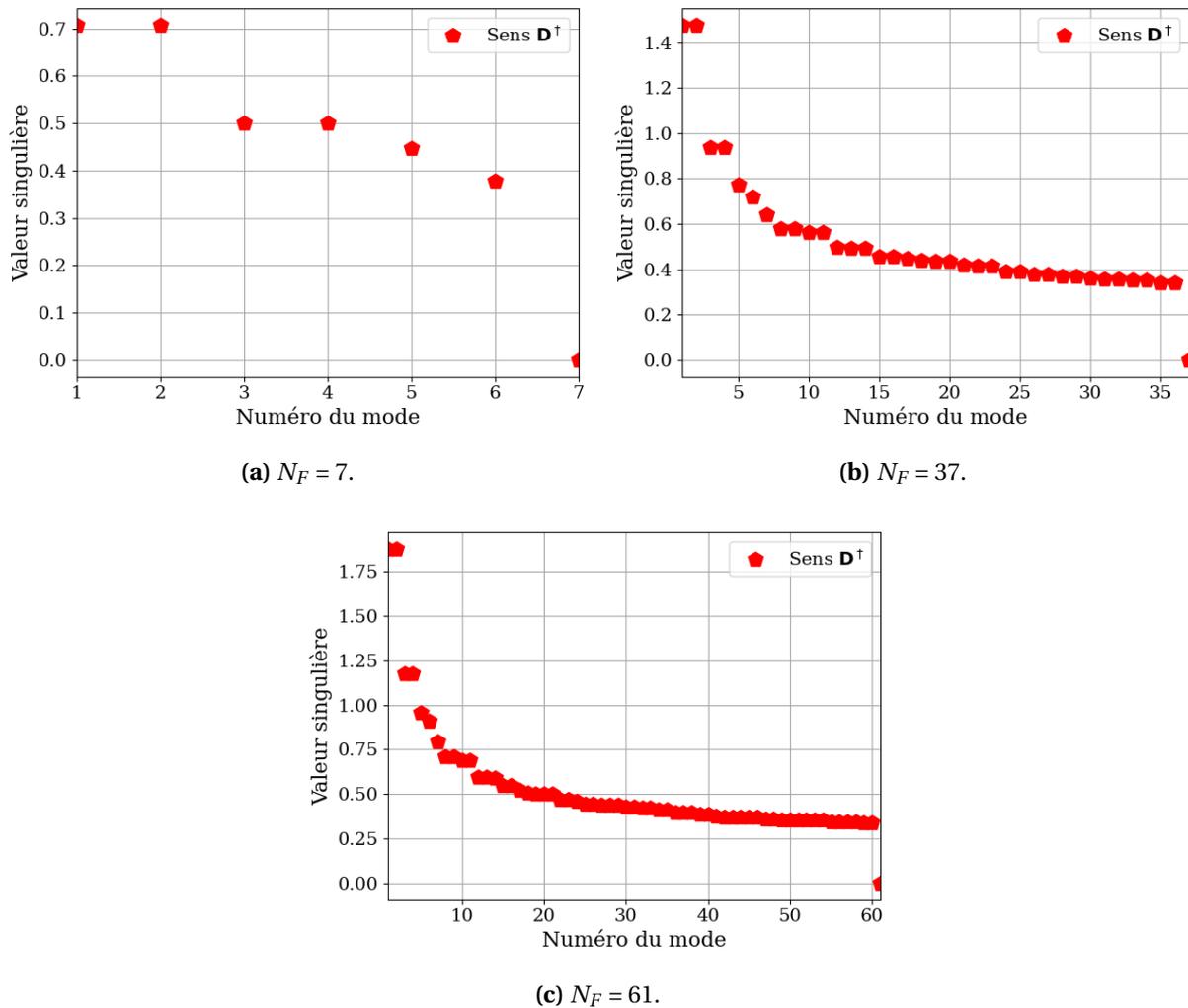


FIGURE 2.31 – Valeurs singulières de la SVD d'une matrice \mathbf{D}^\dagger correspondant à 7, 37 et 61 faisceaux.

Par conséquent, le mode de piston global n'est jamais utilisé dans les deux sens de calcul : l'estimation d'une surface d'onde segmentée par l'interférométrie PISTIL se fera toujours à une constante globale prêt. Si $\overline{\varphi_0}$ peut prendre toutes les valeurs possibles, nous aurons toujours $\widehat{\varphi_0} = 0$. Mais les autres modes sont-ils robustes aux sources de bruit étant donné le conditionnement élevé de la matrice \mathbf{D} ? Pour répondre à cette question, nous pouvons choisir un sous-espace de reconstruction de dimension $N_F - 1$ en excluant la valeur singulière du mode de piston global. Par conséquent le nombre de conditionnement est

désormais défini par $Cd(\mathbf{D}) = s_1/s_{N_F-1}$. Dans ce cas j'ai estimé l'évolution de sa valeur pour un nombre d'éléments N_F allant de 7 (1 couronne) à plus de 1000 (18 couronnes) dans la Figure 2.32.

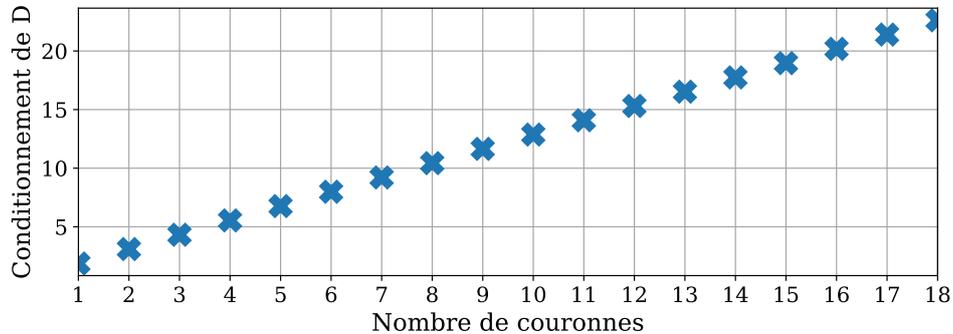


FIGURE 2.32 – Évolution du conditionnement de la matrice \mathbf{D} .

L'équation affine du conditionnement est $Cd \approx 1.22N_C + 0.65$, valide jusqu'à jusqu'à $N_C = 18$ au moins. La valeur reste très faible, voire proche de la limite basse idéale de 1 pour un très petit nombre d'éléments. Trouver une solution au problème $\Delta\boldsymbol{\varphi}_0 = \mathbf{D}\cdot\boldsymbol{\varphi}_0$ pour estimer $\boldsymbol{\varphi}_0$ est donc très robuste aux perturbations, hormis le vecteur solution, dans la base modale sera identique à la surface d'entrée, à un piston global prêt (exemple d'analyse modale de 7 pistons aléatoires en Figure 2.33).

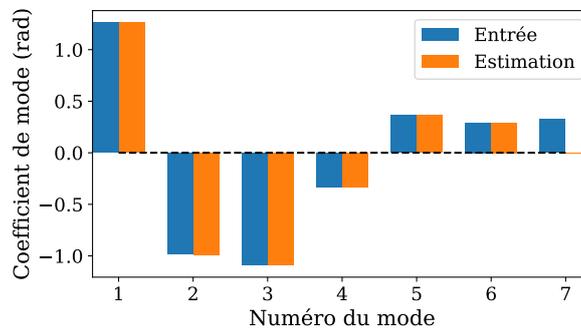


FIGURE 2.33 – Estimation des coefficients de mode d'une surface d'onde à 7 éléments dont les pistons ont été distribués selon un bruit Gaussien centré d'écart-type 0.41 rad RMS ($\lambda/15$). Le piston global (dernier mode) n'est pas retrouvé dans le processus.

Lors qu'une étude d'une boucle de contrôle-commande des phases des fibres d'un laser CBC, la surface d'onde segmentée corrigée par la boucle est presque toujours de moyenne spatiale nulle. En effet le cophasage se fait à une constante de phase près, tant que cette dernière est peu perturbée (puisque'il s'agit de minimiser la différence de phase entre chaque élément pour la plupart des boucles). Les analyseurs à relation algébrique sont souvent sujet au même problème de non-visibilité du mode de piston global [Gendron, 1995].

Lors d'une étude métrologique d'une surface d'onde segmentée quelconque, avec une connaissance *a priori* du vecteur $\boldsymbol{\varphi}_0$ à mesurer, il est toutefois possible de retirer le biais des valeurs estimées. Pour cela, nous corrigerons le vecteur $\hat{\boldsymbol{\varphi}}_0$ en lui ajoutant la moyenne spatiale $\overline{\boldsymbol{\varphi}}_0$ de la commande. Cette correction peut aussi se faire temporellement.

Remarquons enfin que la décomposition de la matrice \mathbf{D} (ou \mathbf{D}^\dagger) s'applique de manière

identique pour les tips et tilts individuels, donnant ainsi naissance à une distribution semblable de la déformation (Figure 2.34).

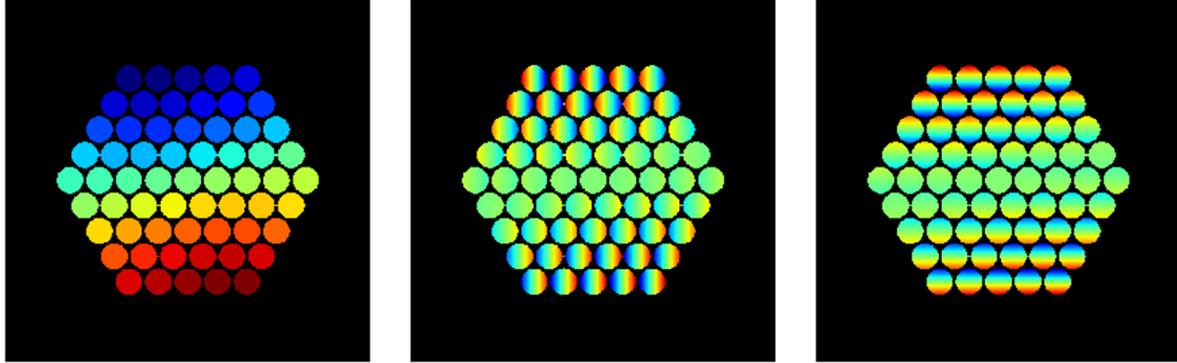


FIGURE 2.34 – Un même mode propre appliqué au vecteur des pistons (générant un basculement en pistons), des tips et des tilts.

Base modale de reconstruction pour la description de la surface d'onde segmentée

La base modale est très intéressante pour étudier les aberrations spatiales affectant le comportement d'une surface d'onde morcelée, de la même manière que la base des polynômes de Zernike dans le cas des surfaces d'ondes continues. Nous utiliserons dans la suite la base 'de reconstruction', c'est à dire un sens de lecture inversé par rapport à la Figure 2.29 (le premier basculement est le mode 1). Le vecteur des pistons estimés peut s'écrire en fonction de modes propres de la manière suivante (b_1 et b_2 représentent les modes de basculement en pistons) :

$$\widehat{\boldsymbol{\varphi}}_0 = \sum_{i < N_F} \widehat{C}_i \mathbf{m}_i = \widehat{C}_{b_1} \mathbf{m}_{b_1} + \widehat{C}_{b_2} \mathbf{m}_{b_2} + \dots + \widehat{C}_{N_F-1} \mathbf{m}_{N_F-1} \quad (2.46)$$

Ainsi, au lieu d'exprimer la surface d'onde piston par piston, nous l'exprimerons sur les coefficients modaux C_i qui sont aussi une mesure de la valeur RMS de l'aberration associée (sauf pour le piston global). Les coefficients sont calculés de la sorte :

$$\widehat{C}_i = \widehat{\boldsymbol{\varphi}}_0^* \cdot \mathbf{m}_i \quad (2.47)$$

De plus, l'orthogonalité de la base propre nous permet d'assurer l'indépendance des modes les uns avec les autres, et donc la linéarité triviale de l'écriture de la variance spatiale du front d'onde :

$$\sigma_S^2(t) = \frac{1}{N_F} \sum_{i < N_F} \widehat{C}_i^2(t) = \frac{1}{N_F} \left[\widehat{C}_{b_1}^2(t) + \widehat{C}_{b_2}^2(t) + \dots + \widehat{C}_{N_F-1}^2(t) \right] \quad (2.48)$$

Il est ainsi possible de projeter les variations RMS spatiales uniquement sur quelques modes (le plus souvent les basculements), et d'en observer leurs évolutions temporelles lors de mesures dynamiques.

Reconstruction par inverse généralisée et variance temporelle des mesures

L'interféromètre PISTIL sera amené à terme à estimer des variations de phases dynamiques, même si cette dynamique se résume à un simple bruit de mesure (de valeur

moyenne spatiale nulle sur la pupille). C'est ce que nous allons considérer dans cette propriété : une variance temporelle des termes de phase. Pour simplifier le raisonnement, seul le vecteur des pistons sera pris en compte. La variance temporelle du vecteur des pistons est égale à un vecteur colonne $\sigma_T^2(\boldsymbol{\varphi}_0)$ dont tous les termes sont égaux à la variance $\sigma_T^2(\varphi_{0,n})$ de chaque piston. Par conséquent, la variance de la différence de piston $\Delta\varphi_{0,nm}$ est simplement égale à somme des variances des termes qui la compose :

$$\sigma_T^2(\Delta\varphi_{0,nm}) = \sigma_T^2(\varphi_{0,n}) + \sigma_T^2(\varphi_{0,m}) \quad (2.49)$$

Si tous les pistons ont même variance, alors celle de la différence sera simplement égale à la variance d'un piston multipliée par 2 et vice-versa (ratio de $\sqrt{2}$ en valeur RMS). En généralisant pour tout n et m , nous avons donc la relation algébrique suivante :

$$\sigma_T^2(\Delta\boldsymbol{\varphi}_0) = |\mathbf{D}| \cdot \sigma_T^2(\boldsymbol{\varphi}_0) \quad (2.50)$$

Cette relation est aussi pseudo-inversible, et d'ailleurs l'on remarquera que, pour N_C jusqu'à 8 au moins, le conditionnement de $|\mathbf{D}|$ varie peu autour de 2.7 (inversion robuste au bruit), au contraire de \mathbf{D} .

Supposons maintenant que, sur les estimations des différences de piston, est ajoutée une erreur de variance temporelle $\sigma_T^2[\boldsymbol{\epsilon}(\Delta\boldsymbol{\varphi}_0)]$, supposée identique pour toutes les différences de piston $\sigma_T^2[\epsilon(\Delta\varphi_0)]$. Elle regroupe une erreur fixe infime du fait de l'approximation de l'Eq.(2.31) à laquelle peut se rajouter une erreur dynamique liée aux autres sources de bruit. Dans ce cas, lors de la reconstruction des pistons estimés, le vecteur des variances temporelles retrouvées sera égal à :

$$\sigma_T^2(\hat{\boldsymbol{\varphi}}_0) = |\mathbf{D}|^\dagger \cdot \sigma_T^2(\Delta\boldsymbol{\varphi}_0) + |\mathbf{D}|^\dagger \cdot \sigma_T^2[\boldsymbol{\epsilon}(\Delta\boldsymbol{\varphi}_0)] \quad (2.51)$$

Reste à connaître cette erreur additionnelle de variance $\sigma_T^2[\epsilon(\Delta\varphi_0)]$, ce qui ne semble pas simple au premier abord. Cependant, nous pouvons utiliser les relations de clôture des différences de phase du concept PISTIL pour estimer le bruit de mesure à partir d'une mesure en elle même [Deprez, 2018]. Ces relations stipulent que la somme des différences de piston le long d'un chemin fermé de pétales de phase est nulle en théorie à chaque instant t , et tend vers zéro dans la pratique. On peut montrer que ces relations de clôture sont toutes combinaisons linéaires de relations de clôtures minimales, le long d'un chemin minimal de trois pétales dans la maille hexagonale (Figure 2.35).

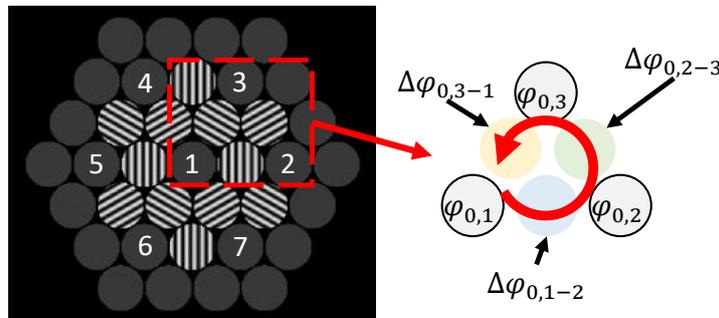


FIGURE 2.35 – Exemple de relation de clôture minimale dans un pistilogramme. Le chemin revient sur le premier piston, impliquant que la somme des variations doit être nulle.

Nous pouvons alors écrire ces l relations de clôtures triangulaires (la relation de clôture à trois points dessine un triangle) :

$$\nabla l = \Delta\varphi_{0,1-2} + \Delta\varphi_{0,2-3} + \Delta\varphi_{0,3-1} \quad (2.52)$$

et montrer que la variance temporelle recherchée est estimée au tiers de la variance temporelle moyenne des relations de clôture, décorrélatées des variances temporelles innées des pistons :

$$\sigma_T^2 [\varepsilon(\Delta\varphi_{0, nm})] \approx \frac{1}{3} \overline{\sigma_T^2(\nabla l)} \quad (2.53)$$

L'écriture du symbole \approx rappelle que nous faisons l'hypothèse que le bruit du pétale de phase est le même pour tous les pétales. Si ce n'est pas le cas, il faudra de rédiger un formalisme matriciel pour inverser l'Eq.(2.52).

Une fois cette estimation faite, il suffit de remonter à la variance temporelle résiduelle qui vaut, toujours sous l'hypothèse d'iso-bruit, la moitié de $\sigma_T^2 [\varepsilon(\Delta\varphi_{0, nm})]$. Par exemple, une variance de pétale estimée à $(\lambda/200)^2$ entraînera un biais de $\sim (\lambda/282)^2$ dans l'estimation de la variance d'une série de piston d'une fibre. Comme celle-ci a été estimée à $(\lambda/20)^2$ (exemple-type d'une boucle fermée en CBC), sa variance réelle serait de $(\lambda/19.9)^2$, ce qui montre que le bruit de pétale a un impact minime, mais qui ne doit pas être négligé dans les rares cas où les conditions d'utilisation seront très défavorables.

La vérification de la conservation de la variance temporelle au cours de la propagation dans l'interféromètre PISTIL et de la reconstruction des phases nous permet d'assurer la conservation d'une loi de densité spectrale de puissance de la phase (ou des phases). Un test de propagation d'un bruit dans le modèle PISTIL est brièvement discuté en Annexe B.2.

Éléments manquants dans la maille : pistilogramme à trous

Pour diverses raisons, il se peut qu'un élément de la maille soit inactif (ou plusieurs). C'est le cas par exemple d'une fibre endommagée éteinte dans un réseau laser. Si cette fibre n'émet aucun faisceau (et donc n'a aucune phase), nous allons observer un trou dans la maille et certaines franges n'existeront tout simplement pas (voir Figure 2.36).

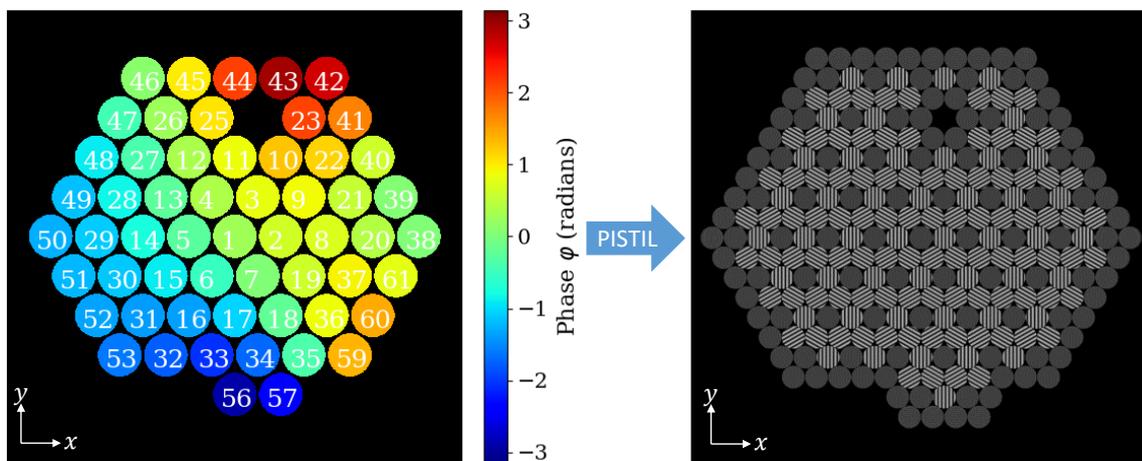


FIGURE 2.36 – Exemple de pistilogramme à trous, avec la surface d'onde émise correspondante. Les fibres 24, 53, 54 et 58 ont été retirées pour simuler un réseau de fibres en maintenance.

Dans ce cas de figure, l'algorithme d'extraction des pétales de phase ne donne pas de valeurs définies de la phase pour les franges correspondantes. Seulement $N'_p < N_p$ pétales seront extraits pour estimer les valeurs des différences de piston, tip ou tilt. Pour l'exemple des pistons, le vecteur des différences $\widehat{\Delta\varphi}_0$ ne sera alors que de taille N'_p et résultera de l'association des phases existantes. Une réduction de la matrice \mathbf{D}_{red} excluant les éléments inactifs va donc suffire pour appliquer de nouveau la construction des différences de phase par méthode algébrique et par conséquent la reconstruction des pistons (respectivement tip ou tilt) par son inverse $\mathbf{D}_{\text{red}}^\dagger$ (illustration Figure 2.37). Seule la manière dont sont comptées les relations de clôture a changé, ce qui *a priori* augmentera l'erreur de mesure (moins de points pour estimer la variance). Il est possible de montrer que, tant qu'il existe un chemin fermé passant par des pétales de franges, alors la relation algébrique est inversible et il est possible d'utiliser l'interféromètre PISTIL pour la reconstruction des phases.

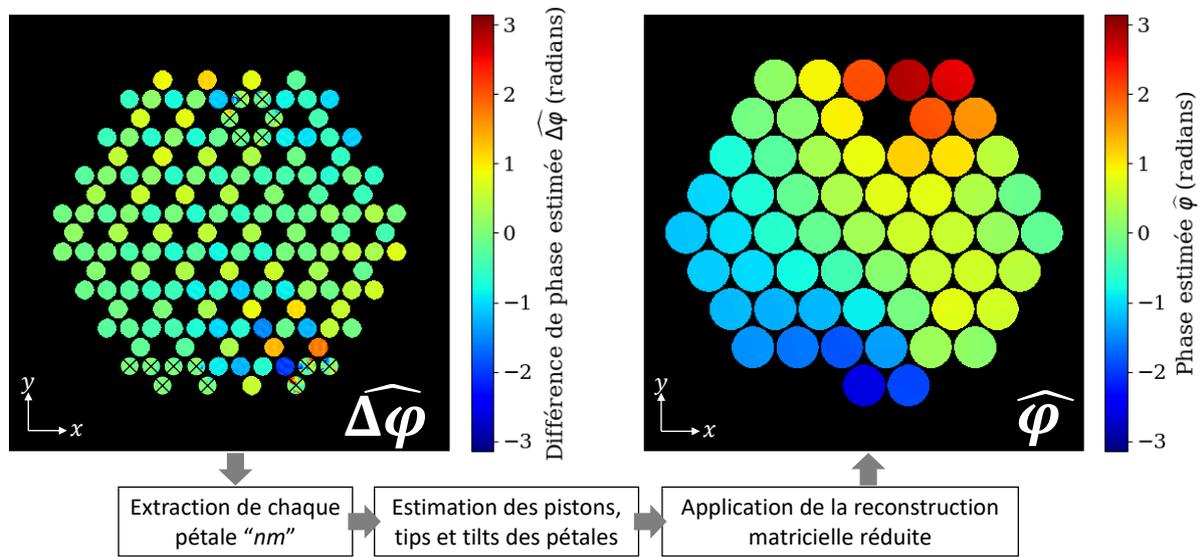


FIGURE 2.37 – Estimation des différences de phase avec pétales manquants et reconstruction de la surface d'onde segmentée correspondante.

2.2.4 Extension de la dynamique de mesure des différences de pistons par une méthode à deux longueurs d'ondes : Vernier optique

L'analyse statique de grandes valeurs de différences pistons $\Delta\varphi_{0,nm}$ n'est pas possible directement au-delà de l'intervalle de détermination principale $[-\pi, \pi[$ (ou $[-\lambda/2, \lambda/2[$ en chemin optique), car les franges du pistilogramme sont évidemment périodiques. La démodulation de Fourier replie la phase de l'exponentielle imaginaire contenant l'information (Eq.(2.30)). L'application de l'extraction nous donne accès à la valeur repliée du piston, que je note $\widehat{\Delta P}_{nm}^\lambda = \lambda \widehat{\Delta\varphi}_{nm}^\lambda / 2\pi$ en différence de chemin optique¹ (Eq.(2.5)) et qui est modulée par l fois la longueur d'onde de mesure λ :

$$\widehat{\Delta P}_{nm} = \widehat{\Delta P}_{nm}^\lambda + l\lambda, l \in \mathbb{Z} \quad (2.54)$$

1. L'écriture métrique est préférée à celle de phase dans cette section car elle simplifie les notations.

Pour pallier ce problème, je propose de nous inspirer de l'interférométrie à deux longueurs d'ondes qui permet de passer outre l'ambiguïté de phase causée par la périodicité des franges [Polhemus, 1973, Houairi and Cassaing, 2009, Toulon, 2009b]. En capturant des motifs de franges par deux fois, avec une longueur d'onde différence à chaque fois, il est possible d'estimer la valeur réelle de phase en effectuant une comparaison de type Vernier, nom très souvent associé à la technique. Je construis le raisonnement sur la base de celui proposé par mon prédécesseur M. Deprez dans sa thèse [Deprez, 2018, Rouzé et al., 2020a]. Comme le nom de la méthode l'indique, nous allons utiliser deux longueurs d'ondes qui sont notées dans la suite λ_1 et λ_2 tel que l'écart spectral entre ces deux valeurs vaut $\delta\lambda \ll \lambda_1$ ou λ_2 . Pour chacune de ces longueurs d'ondes, la démodulation par TF donne accès aux valeurs de l'intervalle de détermination principale, qui sont modulées respectivement l_1 fois et l_2 fois λ de la vraie valeur du piston toujours exprimée en différence de chemin optique :

$$\widehat{\Delta P}_{nm} = \widehat{\Delta P}_{nm}^{\lambda_1} + l_1 \lambda_1, l_1 \in \mathbb{Z} \quad (2.55a)$$

$$\widehat{\Delta P}_{nm} = \widehat{\Delta P}_{nm}^{\lambda_2} + l_2 \lambda_2, l_2 \in \mathbb{Z} \quad (2.55b)$$

La comparaison graphique 'Vernier optique' des valeurs principales et des valeurs démodulées permet de trouver les bons feuilletts l_1 et l_2 tel que l'on a égalité de la différence de piston métrique (Figure 2.38). L'algorithme effectuant la recherche des feuilletts est présenté dans la Figure 2.39. Il se base sur une limite de recherches des valeurs l_1 et l_2 : en effet au delà d'une certaine valeur, il y a dégénérescence qui empêche de lever l'ambiguïté [Lofdahl and Eriksson, 2001, Houairi and Cassaing, 2009]. Notons que ces deux articles proposent aussi des moyens de contrôler l'erreur d'estimation.

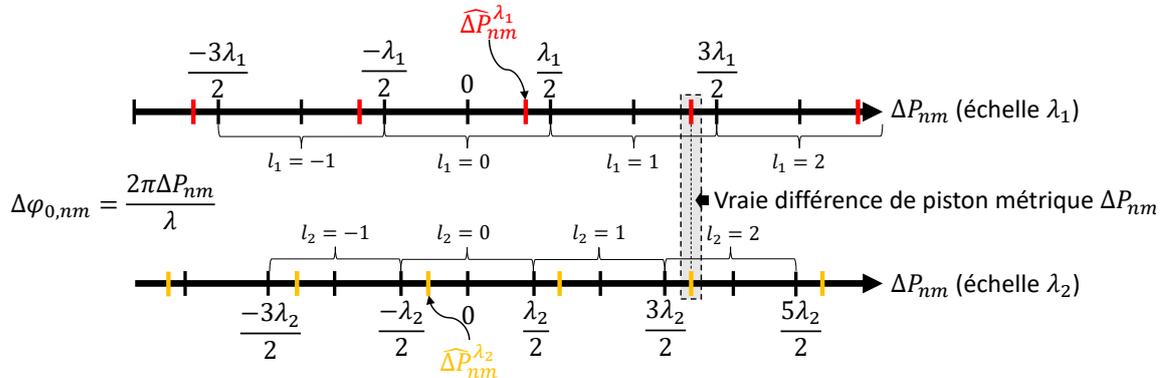


FIGURE 2.38 – Vernier optique à deux couleurs : la vraie valeur de différence de piston (grisée sur les deux échelles) est repliée jusqu'à l'intervalle de détermination principale, soit entre $-\lambda_1/2$ et $\lambda_1/2$ (idem pour la seconde couleur). Comme la vraie valeur ne dépend pas de la 'règle' de mesure que représentent les longueurs d'ondes employées, il existe un unique couple (l_1, l_2) qui permet de démoduler les différences de piston mesurées, avec des conditions sur l_1 et l_2 qui empêchent leur propres repliements.

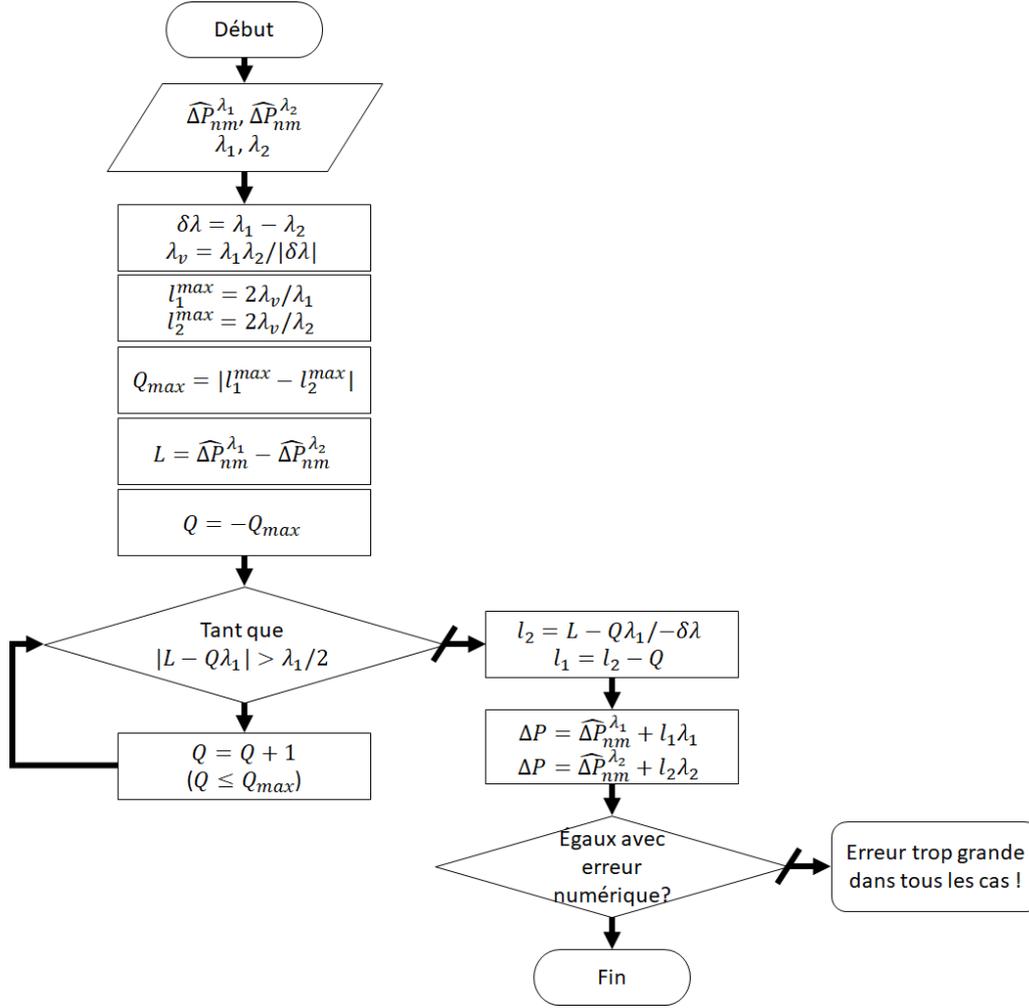


FIGURE 2.39 – Algorithme de recherche des feuillets avec le Vernier optique.

Je propose un exemple d'application de la recherche des feuillets par Vernier optique en m'inspirant du travail [Tyson et al., 2008] présentant la génération et la mesure d'une surface d'onde vortex par l'utilisation d'un miroir déformable segmenté possédant 37 segments (3 couronnes hexagonales). Cet exemple est doublement bénéfique : tout comme la décomposition modale, il soulève l'intérêt de l'interféromètre PISTIL pour l'analyse de la mise en forme des champs lointains par modifications des phases, et bien entendu nécessite l'application de l'algorithme. En effet, une telle surface d'onde est définie de la manière suivante :

$$\varphi_{0,n} = L \cdot \arg(x_n + i \cdot y_n) \quad (2.56)$$

Avec $L \in \mathbb{Z}$, l'ordre du vortex. Les pistons de phase injectés varient donc de $-\pi$ à π , ou de $-\lambda/2$ à $+\lambda/2$, et génèrent des différences de piston entre éléments voisins plus grandes que $\lambda/2$ au niveau de la rupture de continuité du vortex (voir Surface entrée dans la Figure 2.40). Cela nécessite donc l'application de l'algorithme Vernier, si l'on ne connaît pas le front d'onde *a priori*. J'ai réalisé une simulation pour le montrer. Le champ proche est généré par un éclairage uniforme avec le vortex de phase encodé dans chacun des faisceaux élémentaires. A partir du champ proche sont générés deux pistilogrammes séparément, l'un à une longueur d'onde de 632 nm (rouge) et l'autre à 594 nm (jaune orangé). Puis les deux figures d'interférences sont traitées avec l'algorithme de démodulation par TF

(section 2.2.1), ce qui permet d'en extraire les différences de pistons repliées pour les deux couleurs afin de les comparer sur le Vernier optique (Figure 2.38) pour déterminer les véritables valeurs des différences de piston. La reconstruction par inverse généralisée est ensuite appliquée pour estimer pour les deux couleurs les valeurs des pistons de phase, qui sont à une erreur RMS de simulation prêt égaux avec les valeurs commandées (Figure 2.40 - cartes à droite). Dans la pratique, une seule des deux couleurs suffit pour la reconstruction, et l'on choisit en général celle avec le meilleur contraste des franges.

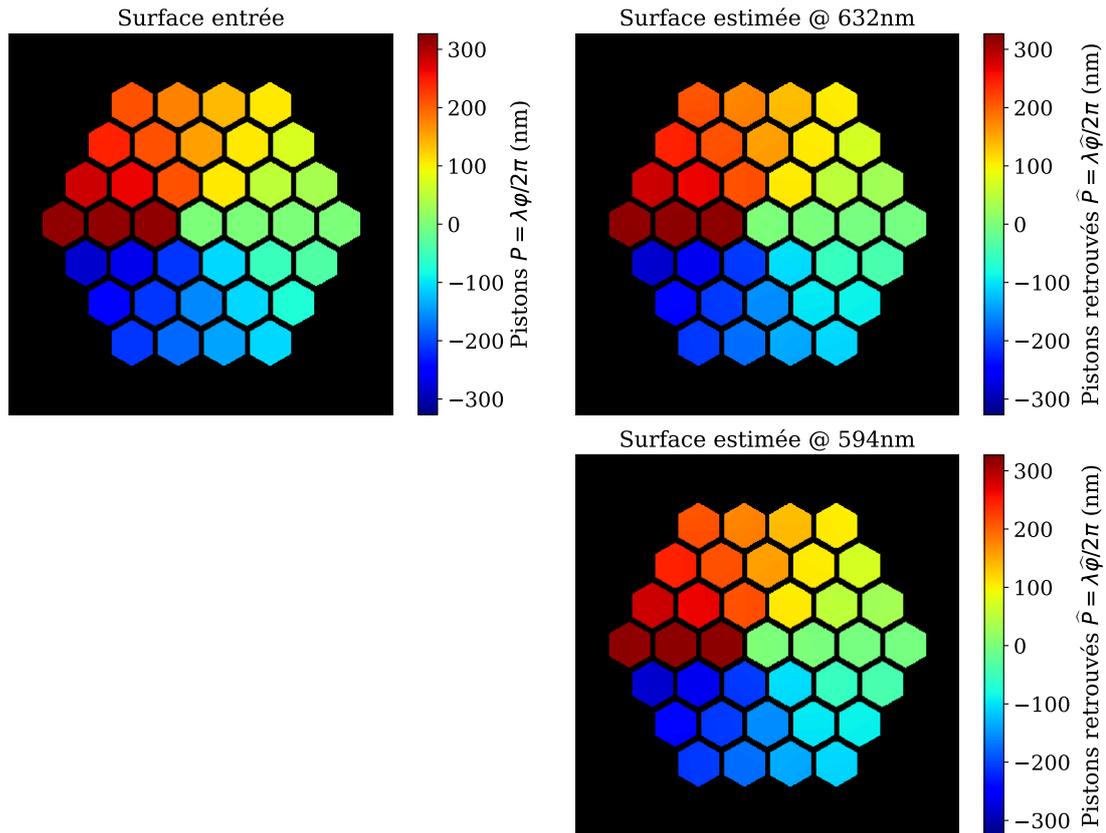


FIGURE 2.40 – Application de l'algorithme Vernier optique à une surface d'onde vortex $L = 1$ (présentée en piston métrique). L'erreur RMS (estimation - entrée) dans la simulation est de 5 nm ($< \lambda_1/100$) confirmant un bon fonctionnement de la méthode présentée.

L'algorithme fera l'objet d'une démonstration pratique dans le Chapitre 3.

2.2.5 Conclusion

Dans cette section, nous avons présenté un processus en deux grandes étapes qui permet, à partir d'un pistilogramme, d'en estimer les différences de phase (piston/tip/tilt) qui ont généré les franges d'interférences puis de reconstruire les phases (piston/tip/tilt) de tous les faisceaux élémentaires du champ proche d'un réseau de fibres laser. L'intégralité du traitement PISTIL est schématisé dans la Figure 2.41.

Dans un premier temps, le pistilogramme est traité par une démodulation par TF des franges, ce qui permet d'obtenir les N_P différences de phase $\widehat{\Delta\varphi}_{nm}$ que nous concaténons dans trois vecteurs colonnes $\widehat{\Delta\varphi}_0$, $\widehat{\Delta t}_X$ et $\widehat{\Delta t}_Y$. Par suite, grâce à la représentation

2.2. TRAITEMENTS DU PISTILOGRAMME POUR ESTIMER LES PHASES DES FAISCEAUX ÉLÉMENTAIRES

algébrique du fonctionnement de l'interféromètre, qui aux phases associe leurs différences par application d'un opérateur matriciel \mathbf{D} , le calcul de l'inverse généralisée de la matrice donne accès à la relation inverse, reconstruisant ainsi les vecteurs de phase $\hat{\varphi}_0$, \hat{t}_x et \hat{t}_y à partir des vecteurs des différences.

Pour ce qui est des pistons de phase, la variable canonique dans le fonctionnement des systèmes CBC, l'algèbre PISTIL et les relations de clôture des différences de phase nous assurent une connaissance du bruit temporel de reconstruction, ce qui sera très apprécié pour les applications de suivi temporel des phases des faisceaux laser. De plus, deux décompositions sont possibles pour la lecture des résultats : une décomposition zonale (chaque piston de phase est donné dans le vecteur de sortie), et une décomposition modale, où l'on projette le vecteur des pistons sur des modes propres qui possèdent des propriétés similaires aux polynômes continus de Zernike. Nous disposons ainsi d'une boîte à outils mathématiques pour proposer des diagnostics de systèmes laser. De plus, l'extension de la dynamique des pistons permettra de caractériser tout équipement à grande variation qui serait employé pour le contrôle ou la mise en forme de faisceaux CBC, ce qui est notamment le cas des miroirs déformables segmentés.

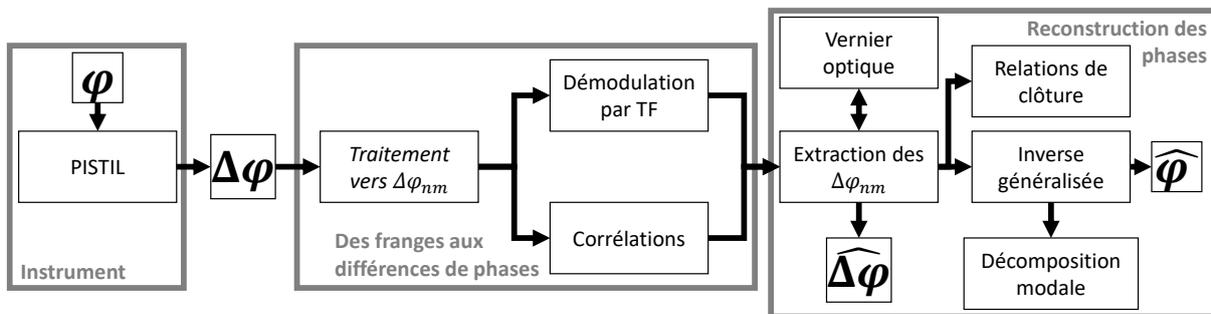


FIGURE 2.41 – Schéma-bloc d'un traitement complet du pistilogramme.

2.3 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons présenté en détails la partie instrumentale et la partie traitement qui forment à elles deux l'interférométrie PISTIL. Après avoir décrit un modèle théorique d'optique géométrique (section 2.1.1), nous avons étudié les problématiques liées à un montage pratique de l'interféromètre, c'est-à-dire les effets de propagation des ondes entre chaque élément optique (section 2.1.2), et en avons proposé une solution simple et efficace au travers d'un modèle d'optique ondulatoire (section 2.1.3), qui en définitive donne accès exactement aux mêmes informations que le modèle théorique. Les différences de phase des faisceaux élémentaires constituant le champ proche d'un laser CBC sont encodées dans un ensemble de franges d'interférences qui est appelé "pistilogramme".

Les différences de phase, et en priorité les différences de piston sont les variables canoniques de la mise en phase d'un réseau de fibres laser par combinaison cohérente; aussi une attention particulière est portée sur la capacité de l'interféromètre à coder cette information sans perte, et à la démoduler du motif des franges (section 2.2). L'emploi de la démodulation par TF nous permet d'extraire des pistilogrammes les différences de phase avec une erreur théorique négligeable de par la précision de nos simulations (section 2.2.1), mais dont les sources de bruit sont connues (cela dépend de l'application). L'erreur d'estimation sera détaillée dans les applications expérimentales. Ainsi, en allant des franges aux différences de phase, l'interférométrie PISTIL répond au cahier des charges primaire d'un instrument de diagnostic : mesurer les variations temporelles des différences de phase lors d'une combinaison active standard (différences nulles, voir section 1.1.1). Une perspective serait de développer une mesure des différences de phase en espace direct, en utilisant la corrélation des franges de phase inconnue avec des franges de référence.

Comme nous avons adopté une représentation algébrique du fonctionnement de l'interféromètre, il a été facile de l'inverser afin de pouvoir reconstruire les phases des faisceaux élémentaires (section 2.2.2), donnant ainsi accès à la surface d'onde segmentée composée de toutes les phases des faisceaux, avec deux axes de lecture possible : une décomposition zonale (faisceau par faisceau), ou une décomposition modale (par exemple tous les pistons sont arrangés selon un basculement global, ou un défocus global...). L'inversion n'ajoute pas de bruit de par son application, car le calcul du nombre de conditionnement de l'opérateur matriciel reste relativement faible (<30) jusqu'à 1000 fibres (soit 18 couronnes remplies). La propagation des variances temporelles des quantités mises en jeu lors de la reconstruction est connue et maîtrisée, et nous pourrions constater l'erreur de mesure grâce à la mesure en elle-même. De plus, la reconstruction est peu sensible au retrait de fibres dans la maille hexagonale. Avoir accès aux phases à tout moment ouvre la voie vers l'analyse de la surface d'onde pendant la correction, et le diagnostic de la mise en forme des faisceaux, qui passe par un pilotage de cette même surface d'onde (section 1.1.2). Là aussi, l'erreur RMS d'estimation par rapport à une surface d'onde entrée, ou une commande, sera déduite dans la partie expérimentale du travail.

Nous concluons ce chapitre par une connaissance et une compréhension renforcée et étendue du concept de l'interférométrie PISTIL, qui a déjà été introduit dans le travail de mon prédécesseur [Deprez, 2018]. De plus, nous nous rendons compte que l'instrument peut nous donner accès à de nouvelles variables, qui, à l'avenir, vont devenir importantes pour l'optimisation de la combinaison cohérente / mise en forme de faisceaux (section 2.1.5) : d'une part la mesure des intensités, qui permet d'évaluer le champ complexe

en temps réel (car la phase est aussi connue) et de l'optimiser, et, d'autre part, la mesure des retards d'impulsions femtosecondes qui provoquent une chute de contraste des franges. Par ailleurs sur ce point, je pense qu'une perspective de développement serait de quantifier la perte de contraste pour évaluer le délai de groupe.

Enfin, nous avons concentré tous nos efforts sur l'estimation des pistons, tips et tilts. A aucun moment dans l'écriture du modèle nous ne sommes restreints à ces aberrations uniquement. Il serait alors intéressant d'introduire des aberrations d'ordres supérieurs, au moins de l'ordre 2 radial (défocus) qui donnera peut-être accès à une analyse de la défocalisation d'une fibre mal insérée dans la tête optique d'un laser CBC (Figure 2.42).

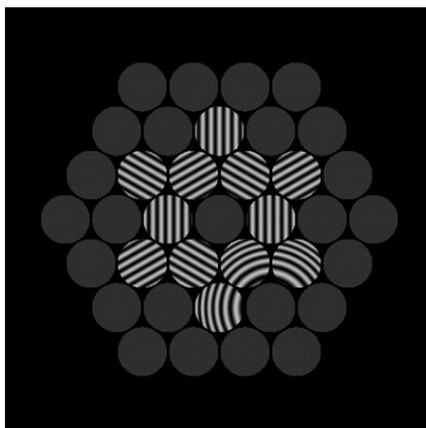


FIGURE 2.42 – Pistilogramme avec une phase en défocus.

Chapitre 3

HIBISCUS : Laboratoire de démonstration du concept PISTIL et de son application à un miroir segmenté

Dans ce chapitre, je vais présenter le laboratoire HIBISCUS. Il s'agit d'un banc de test qui permet de mettre au point les réalisations pratiques de l'interféromètre PISTIL, et les algorithmes de traitement qui y sont associés. De plus, et surtout, le banc permet de simuler expérimentalement un laser à combinaison cohérente en utilisant comme stimulateur un miroir déformable segmenté de 37 éléments à maille hexagonale (3 couronnes) en régime statique et, à l'avenir, dynamique. Le miroir utilisé dans ce chapitre provient de la collaboration que j'ai nouée avec deux experts en métrologie optique du Laboratoire d'Astrophysique de Marseille (LAM) : F. Zamkotsian et P. Lanzoni. Il a été entièrement caractérisé au LAM avec une technique reconnue, la *Phase Shifting Interferometry* (PSI). Puis, il m'a été prêté afin de réaliser les expériences démonstratives et une co-validation du Vernier Optique sur PISTIL par comparaison expérimentale avec l'instrument PSI de référence, ce qui a fait l'objet d'une communication à un congrès [Rouzé et al., 2020a] et d'un article de recherche publié dans une revue à comité de lecture [Rouzé et al., 2020b].

Avant-propos

Le banc HIBISCUS et la conception des prototypes miniPISTIL sont supportés financièrement par le LabEX PALM¹ (ANR-10-LABX-0039-PALM).

3.1 Construction du laboratoire HIBISCUS

Nous avons présenté les principes théoriques de l'interférométrie PISTIL, de la propagation du front d'onde et du champ proche à la création du pistilogramme, puis des stratégies de traitement pour estimer, à partir des franges d'interférence, les valeurs d'intérêt, principalement les pistons de phase. Désormais, il est possible d'appliquer le concept de manière pratique sur des bancs laser CBC. Toutefois, proposer une telle expérience nécessite d'avoir réalisé une preuve expérimentale en amont. Pour réaliser celles-ci, mais aussi pour développer l'expertise de mon équipe sur l'interférométrie PISTIL, j'ai conçu un laboratoire de test, appelé HIBISCUS. Ce laboratoire est une 'simulation expérimentale' d'un banc laser CBC, dans le sens où son stimulateur, un miroir déformable segmenté, présente la possibilité de se déformer en pistons et tips/tilts en fonction de valeurs commandées sur chaque segment. Les pistons seront principalement utilisés dans ce chapitre. Les valeurs des déplacements des pistons sont voulues représentatives des défauts de phase des fibres laser.

Dans de cette première section, je présente tout d'abord le cœur de HIBISCUS qu'est le miroir déformable IRIS-AO PTT-111, puis les équipements dont je dispose ou que j'ai fait concevoir pour construire des interféromètres PISTIL, et enfin le montage optique complet du banc HIBISCUS.

3.1.1 Miroir déformable segmenté IRIS-AO PTT-111

Présentation du matériel

Le PTT-111 est un miroir déformable segmenté conçu et commercialisé par l'entreprise étasunienne IRIS-AO². Ce dispositif est composé d'un ensemble de 37 miroirs hexagonaux en silicium monocristallin de largeur 700 μm disposés sommet à sommet selon une maille hexagonale de pas 606 μm . Ces miroirs, appelés segments dans la suite, sont capables de se déplacer en piston (hauteur du segment) et en tip/tilt (inclinaison du segment) par rapport à une référence usine supposée plane [Helmbrecht et al., 2016]. Les performances maximales pour ces deux modes de déplacement sont estimées par le constructeur à 5 μm d'excursion en hauteur et ± 5 mrad d'inclinaison pour le tip/tilt.

Le PTT-111 utilisé sur le banc HIBISCUS est fourni par le LAM, expert en métrologie optique et en MOEMS (*Micro-opto-electro-mechanical systems*). Il a été intégralement présenté et caractérisé avec les méthodes de [Zamkotsian et al., 2017] que je reprends succinctement dans le paragraphe suivant.

Les Figures 3.1 ((1) et (2)) montrent le PTT-111 sur sa carte électronique de support ainsi qu'un zoom sur son revêtement de protection optique (en argent sur la photo (2)). C'est un revêtement typique utilisé pour les éléments optiques de plus grande échelle. Les segments

1. <https://www.labex-palm.fr/>

2. <http://www.irisao.com/>

hexagonaux sont indépendants et sont contrôlés par trois actionneurs pour donner trois degrés de liberté permettant le déplacement en piston, tip et tilt (Figure 3.1 - (3)). Les matériaux ont été choisis pour minimiser l'élévation du segment due aux changements de température. L'élévation totale de la plateforme (miroir + actionneurs) est de 40 μm . La conversion entre l'élévation d'un actionneur et la tension appliquée aux électrodes est faite en usine et enregistrée dans un fichier de configuration qui est fourni avec le miroir par la société. La valeur minimale d'excursion est de 2 nm, ce qui a été caractérisé dans la thèse de mon prédécesseur M. Deprez ([Deprez, 2018], partie 4.2.5 et Annexe B), qui a travaillé avec un autre miroir PTT-111 de l'entreprise.

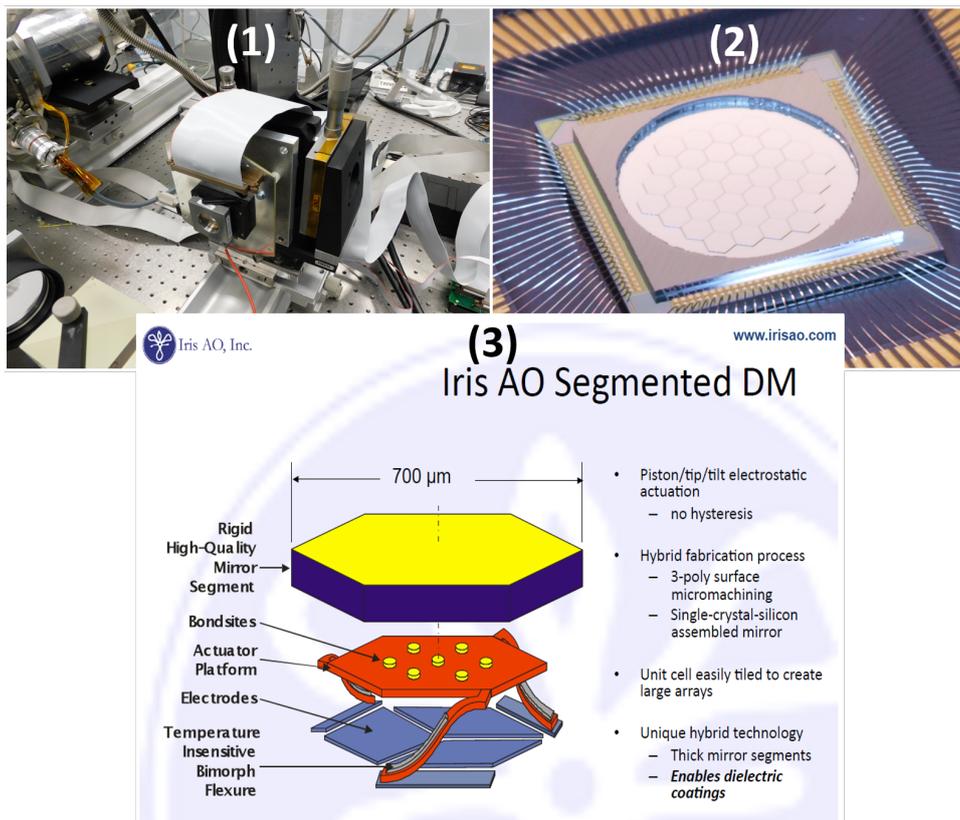


FIGURE 3.1 – Présentation du miroir déformable segmenté IRIS-AO PTT-111. En (1), le miroir installé sur le banc de métrologie optique du LAM. En (2), un zoom sur les 37 segments. En (3), une capture d'écran de la présentation des composants permettant à un miroir de se mouvoir en piston, tip ou tilt (courtoisie IRIS-AO).

Caractérisation du PTT-111 FSC37-01-09-1012 avec la technique Phase Shifting Interferometry au LAM

Le PTT-111 FSC37-01-09-1012 que nous utilisons apparaît dans la première photo de la Figure 3.1. Il a été caractérisé au LAM par la technique reconnue d'interférométrie à décalage de phase (PSI), dont le principe repose sur la mesure de la différence de marche entre une surface d'onde de test et une référence réputée plane (Figure 3.2). La surface de référence est poussée de manière séquentielle d'un piston global via des actionneurs piézoélectriques

pour ajouter une phase totale allant de 0 radians jusqu'à 2π radians, et une image des franges de l'interférence obtenue entre les deux surfaces d'ondes (conjuguées sur une caméra) est enregistrée à chaque déplacement. Un algorithme de traitement d'image est appliqué pour démoduler la phase spatiale de la surface d'onde de test relativement à la référence plane [Hariharan et al., 1987, Malacara et al., 1998].

Le banc PSI du LAM a été développé pour la caractérisation des composants micro-optiques, notamment des déformations à petite échelle de leurs surfaces en milieu de laboratoire ou en salle blanche à température ambiante et jusqu'aux températures cryogéniques (Figure 3.2).

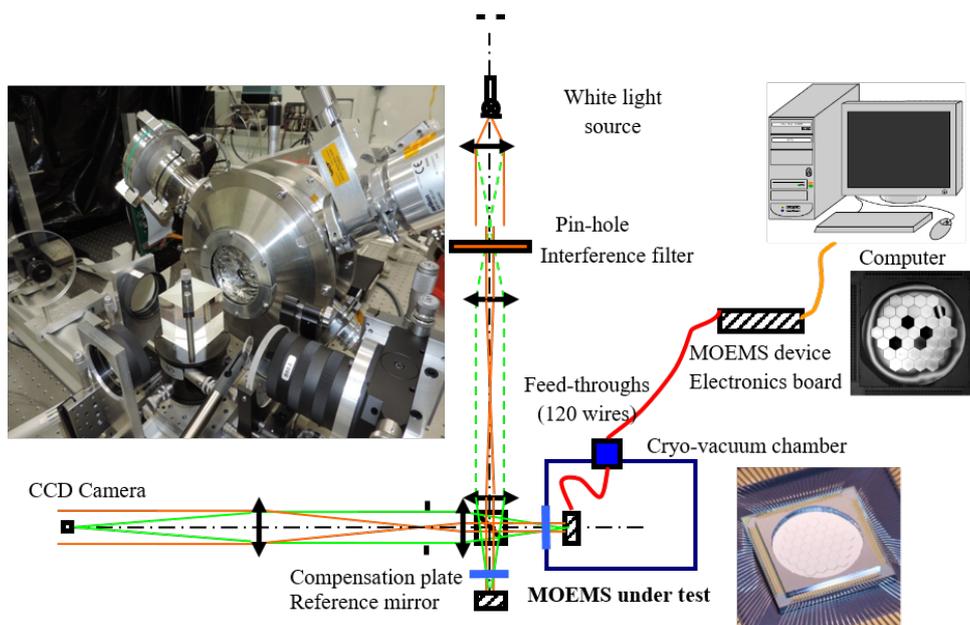


FIGURE 3.2 – Description schématique du banc de mesure métrologique PSI avec la chambre cryo-vide, situé au LAM. Figure extraite de [Rouzé et al., 2020b].

Le montage optique est un interféromètre Twyman-Green à haute résolution spatiale et faible cohérence. Il s'agit d'une configuration modulaire permettant des mesures hors-axe (*off-axis*) à deux échelles sur le dispositif MOEMS, allant d'un petit champ de vision (typiquement 1 mm) à l'ensemble du dispositif (jusqu'à 40 mm). Les mesures sont effectuées avec le PSI qui montre une très grande précision (écart-type du front d'onde ~ 1 nm). Il est possible d'utiliser une chambre à cryo-vide compacte conçue pour atteindre 10^{-6} mbar et 160 K, et d'y placer la surface à caractériser. Ce dispositif est capable de mesurer la performance d'un miroir déformable segmenté au niveau de l'actionneur/segment et au niveau du miroir entier, avec une résolution latérale de $2 \mu\text{m}$ et une résolution z sub-nanométrique (hauteur des pistons des segments) [Liotard et al., 2005, Zamkotsian et al., 2008, Zamkotsian et al., 2017].

Des caractérisations menées par le LAM, nous avons tiré les conclusions suivantes :

- Le segment numéroté 22 est verrouillé car non fonctionnel (donnée fournie en amont par la société IRIS-AO au LAM, voir Figure 3.3 - (1)).
- L'amplitude maximale de piston d'un segment est de $1.52 \mu\text{m}$ (inférieur aux $5 \mu\text{m}$ du maximum théorique).

- La commande en piston est linéaire dans la gamme de déformation $\pm 0.8 \mu\text{m}$, ce qui est cohérent vu l'amplitude maximale (Figure 3.3 - (2)).
- En moyenne, les segments ont une planéité de 4 nm RMS et de 25 nm d'amplitude crête à crête (Figure 3.3 - (3)).
- Les segments de la couronne externe perdent en précision de commande après une période d'activité d'environ 2 heures. Il y a un retour complet à la performance maximale (valeur RMS minimale) après une période de repos de 120 heures.

Après avoir eu une confirmation du bon fonctionnement du miroir, il a été démonté de son support sur le banc du LAM, pour être protégé et emballé. Puis il a été transporté de Marseille à Palaiseau en TGV par mes soins.

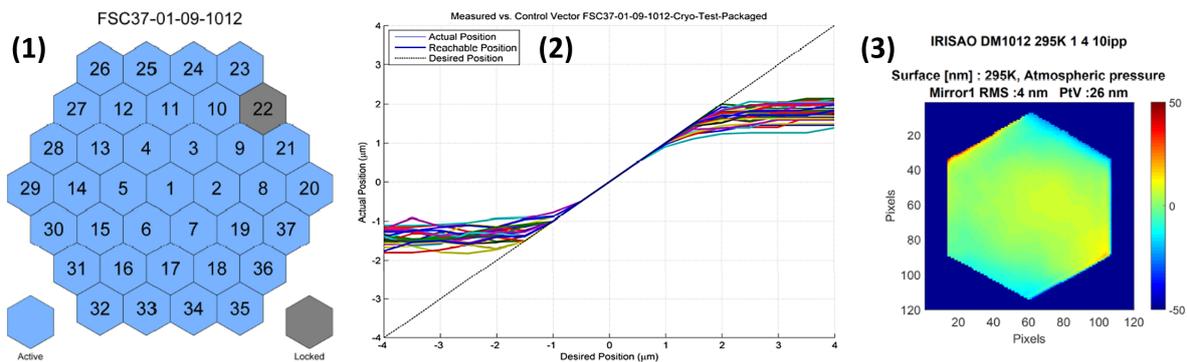


FIGURE 3.3 – Résumé des caractérisations du PTT-111 FSC37-01-09-1012.

Conclusion

Le miroir déformable segmenté PTT-111 FSC37-01-09-1012 de l'entreprise IRIS-AO est un excellent candidat pour concevoir un représentant d'un système laser à combinaison cohérente. En effet, sa capacité à se déformer de manière à faire apparaître des variations différentielles de piston, de tip ou de tilt entre chacun des segments est retrouvée sur un réseau de sources laser fibrées (Table 3.1). Les seules différences sont que le dernier est contrôlé en piston ou tip/tilts par des modulateurs ou des changements de position des fibres, et que bien entendu, chaque fibre possède sa propre variation d'intensité comme de phase, là où le miroir est illuminé par un faisceau relativement uniforme. D'après la caractérisation minutieuse effectuée par le LAM, il sera bien plus aisé d'utiliser le miroir avec une longueur d'onde visible. Ce faisant, nous pourrons profiter du doublement du chemin optique du fait de son utilisation en réflexion pour réaliser des démonstrations de mesure de faibles comme de grands pistons d'une ou deux fois la longueur d'onde visible (mesures dites haute-dynamique en piston). Cela nous permettra de mener à bien une démonstration expérimentale du Vernier Optique appliqué au concept PISTIL. Toutes les analyses statiques de surfaces d'ondes morcelées nous sont accessibles. Dans un avenir proche, il est prévu de simuler des boucles de contrôle-commande évoluant temporellement.

TABLE 3.1 – Données utiles concernant le miroir déformable du LAM utilisé comme représentant d'un laser CBC.

Données	Valeur	Remarques vis-à-vis d'un laser CBC
λ	Au choix	Permet de simuler un laser CBC à λ désiré
Nombre de segments	37 (-1)	Représentatif de l'ère actuelle de la CBC
Excursion	$\pm 0.8 \mu\text{m}$	Teste la variable canonique du piston de phase
Basculement	$\sim \pm 2 \text{ mrad}$	Teste les basculements de phase (futur)
Contrôle statique	Oui	Simule le verrouillage des phases
Contrôle dynamique	Oui (futur)	Simule une boucle fermée

Maintenant que le miroir déformable au cœur du banc HIBISCUS a été entièrement décrit, nous pouvons passer en revue les équipements optiques qui vont nous permettre de concevoir un interféromètre PISTIL.

3.1.2 Équipements de l'interféromètre PISTIL

Dans cette section, je présente les équipements dont nous disposons pour concevoir des interféromètres PISTIL : masques à trous, réseaux de diffraction, caméras et autres optiques. Le choix des composants respecte le processus de dimensionnement énoncé dans la thèse de M. Deprez [Deprez, 2018] (partie 4.2.2. - Dimensionnement du banc PISTIL et dans le chapitre 2). Ce procédé étant supposé comme valide désormais, seules les données techniques des composants vont être présentées dans les sous-sections qui suivent.

Masques à trous

Je réutilise le masque à trois couronnes qui a été approvisionné lors de la thèse précédente (Figure 3.4 - M3). Il convient parfaitement à l'emploi pour les mesures sur le PTT-111. Pour des raisons pratiques, plusieurs masques M3 avaient été réalisés sur une même pièce, avec des grandissements G différents pour permettre une adaptation sur tout type de banc laser. La réalisation de la pièce a été confiée à la société française Mécachimique³. J'ai commandé pendant ma thèse un masque à quatre couronnes à la même entreprise (Figure 3.4 - M4) en suivant le même procédé, avec les mêmes dimensions initiales (voir Table 3.2). Il servira pour les applications laser du Chapitre 5. La pièce est construite par photoélectrodéposition de Nickel type S d'épaisseur $30 \mu\text{m}$. Le composant est fragile mais facilement manipulable. Les masques M3 et M4 partagent la même monture mécanique (support + bague vissée) qui a été fabriquée en interne (Figure 3.5). Un autre masque à une couronne (M1) a été fabriqué en interne, par usinage d'un disque d'un pouce (25.4 mm) de diamètre et de 3 mm de hauteur en aluminium, pour les applications laser du Chapitre 4. Sa monture est une monture Thorlabs 1 pouce standard. Auparavant, deux autres masques à une couronne ont été soit usinés soit imprimés en 3D (avec de très grandes valeurs de rayon de trou et de paramètre de maille) pour comparer l'efficacité de ces deux méthodes de fabrication : l'usinage est une méthode plus efficace pour obtenir des sous-pupilles nettes en plan image, et l'impression 3D a l'avantage d'être moins coûteuse.

3. <https://www.mecachimique.com/>

Toutefois, les masques ayant de plus petites ouvertures ne pourraient pas être imprimés en 3D à l'heure actuelle.

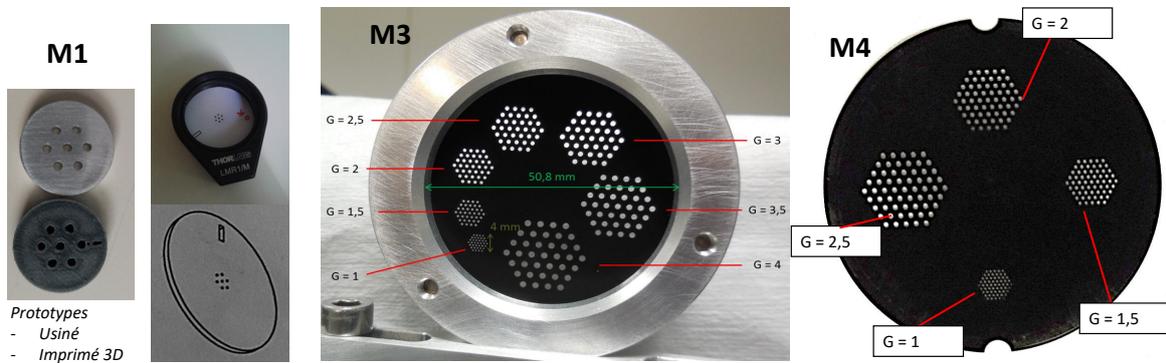


FIGURE 3.4 – Masques disponibles pour la conception d’interféromètres PISTIL. Le chiffre qui suit le M indique le nombre de couronnes (1, 3 et 4).

TABLE 3.2 – Caractéristiques techniques des masques PISTIL.

Nom	Matériau	N_C (N_F)	Rayon trou R_T (mm)	Distance inter-trous $\overline{C_n C_m}$ (mm)
M1	Aluminium	1 (7)	0.3	1.35
M3	Nickel S	3 (37)	$G \times 0.15$	$G \times 0.606$
M4	Nickel S	4 (61)	$G \times 0.15$	$G \times 0.606$



FIGURE 3.5 – Monture mécanique des masques M3 et M4. La direction traversante est l’axe optique z. La monture peut se déplacer orthogonalement à cet axe pour positionner la bonne version du masque avec le bon grandissement face au faisceau de lumière.

Réseaux de diffraction

Nous avons à notre disposition deux réseaux de diffraction tri-directionnels, s'adaptant parfaitement à la maille hexagonale des lasers CBC et du miroir segmenté PTT-111. Le premier réseau est, là aussi, une réutilisation du matériel de la précédente thèse (Figure 3.6 - RI). Conçu par la société Holotetrix⁴ (désormais radiée), ce réseau est un réseau de phase. Il consiste en un dépôt de plots de photorésine (diamètre 70 μm) disposés selon une maille hexagonale avec comme paramètre de maille 112 μm , ce qui donne un pas du réseau de Bravais de 97 μm (permettant d'obtenir un peu plus de 6 franges par pétales dans le visible et le proche infrarouge). Le réseau est optimisé pour maximiser l'efficacité de diffraction dans les ordres ± 1 , en proche-infrarouge ($\sim 1 \mu\text{m}$).

Malheureusement, son efficacité de diffraction chute de manière drastique dans le domaine visible (essais réalisés à 633 nm et 594 nm). J'ai donc conçu un nouveau réseau de diffraction en intensité pour le visible, et j'ai confié sa réalisation de nouveau à la société Mécachimique⁵ (Figure 3.6 - RV). Son pas de réseau de Bravais a été estimé à $\sim 96 \mu\text{m}$, ce qui lui confère exactement les mêmes caractéristiques que son homologue proche-infrarouge. Sa monture est réalisée en interne. Toutes les données sont disponibles dans la Table 3.3.

Il y a quelques différences entre réseau de phase et d'intensité : bien entendu le coût de fabrication mais surtout la gestion de l'efficacité de diffraction dans les ordres 1, pour notre application. Le réseau de phase présente plus de degrés de liberté; par exemple, il est possible de complètement éteindre l'ordre zéro, si on le conçoit comme ça. Cependant il est aussi très sensible à l'exposition d'un fort flux qui détériore les plots de résine. Le second est plus rustique et peut (selon son matériau de base) résister à un plus fort flux, cependant avec une efficacité de diffraction dans les ordres 1 un peu moindre que le réseau de phase. Dans tous les cas, les deux réseaux m'ont donné satisfaction dans les démonstrateurs PISTIL que j'ai construits.

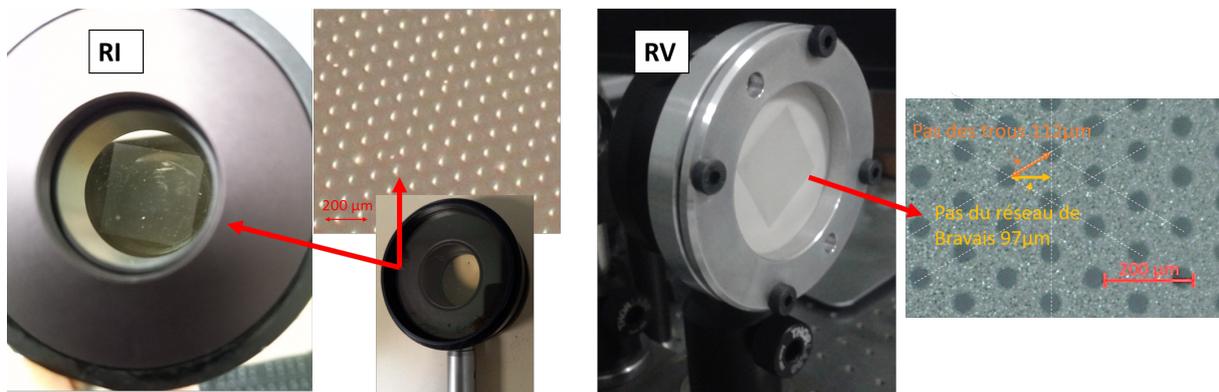


FIGURE 3.6 – Réseaux de diffraction disponibles pour la conception d'interféromètres PISTIL. RI : réseau proche-infrarouge (NIR). RV : réseau visible (VIS). La différence entre pas des trous et pas de Bravais est indiquée sur la vue agrandie du RV.

4. <https://www.imt.fr/au-dela-des-limites-de-la-diffraction-les-nanostructures-diffractives/>

5. <https://www.mecachimique.com/>

TABLE 3.3 – Caractéristiques techniques des réseaux de diffraction PISTIL.

Nom	Matériau	Domaine	Motif	Pas (μm)	Pas de Bravais p_g (μm)
RI	Photorésine	NIR	Hex	112	97
RV	Nickel S	VIS-NIR	Hex	<110	96

Caméras

Nous disposons de deux caméras : une pour la bande VIS-NIR, et une pour la bande Télécom. La première caméra est un détecteur rapide SP-5000-CXP4 de la société JAI⁶, qui a déjà servi dans la précédente thèse. Elle possède une matrice de 2560×2048 pixels², avec un pas pixel de $5 \mu\text{m}$, soit une taille totale de $12.8 \times 10.2 \text{ mm}^2$. Son encodage en dynamique est de 8, 10 ou 12 bits. Nous utiliserons l'encodage 10 bits. Sa cadence en plein champ est de 253.8 Hz, mais nous pouvons l'augmenter en réduisant la région d'intérêt (ROI pour *Region Of Interest*), pour atteindre un maximum de 6.7 kHz pour une ROI de 181×181 pixels². Cette caméra est particulièrement adaptée pour les mesures effectuées dans le présent chapitre, ainsi que dans le Chapitre 5, où sa haute cadence joue un rôle important dans les caractérisations menées.

La seconde caméra est un détecteur InGaAs (arseniure de Gallium-Indium) de la société XENICS⁷, utilisée dans les thèses de C. Bellanger et B. Toulon [Bellanger, 2010, Toulon, 2009a]. Elle possède une matrice de 320×256 pixels² de pas pixel $30 \mu\text{m}$. Sa fréquence d'acquisition maximale est de 100 Hz, mais en pratique je ne l'ai testée que jusqu'à 60 Hz. Nous l'utiliserons pour la version embarquée de l'interféromètre PISTIL, utilisée dans le travail du Chapitre 4. Deux photos des caméras sont montrées en Figure 3.7. Les caractéristiques techniques sont rappelées dans la Table 3.4.

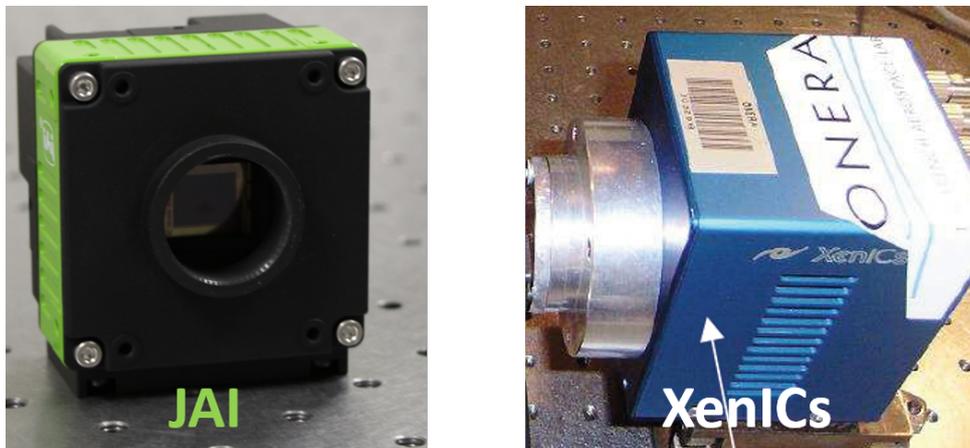


FIGURE 3.7 – A gauche, la caméra VIS-NIR JAI. A droite, la caméra Télécom XENICS.

6. <https://www.jai.com/products/sp-5000m-cxp4>

7. <https://www.xenics.com/>

TABLE 3.4 – Caractéristiques techniques des caméras PISTIL.

Nom	Matériau	Bande	Matrice	Pas Pixel (μm)	FPS (Hz)	Boost?
JAI	Si	VIS-NIR	2560×2048	5	0-250	Oui
XENICS	InGaAs	Télécom	320×256	30	0-100	Non

Autres optiques

L'interféromètre PISTIL comporte un afocal qui conjugue le plan du masque à la caméra, conjuguant aussi par transitivité le plan du champ proche (miroir segmenté ou laser CBC) sur cette dernière. C'est une étape nécessaire (voir section 2.1.2). Le choix de l'afocal dépend de l'expérience et du détecteur : par exemple, pour effectuer une mesure très haute cadence sur la caméra JAI, il faudra réduire la taille du pistilogramme pour bénéficier du gain de cadence (FPS boost) dans une petite région d'intérêt (ROI), ce qui nous a permis de faire de mesures jusqu'à 1.6 kHz de cadence maximale dans ce chapitre. Au contraire, pour la caméra XENICS qui possède un pas pixel plus gros, mieux vaudra agrandir le pistilogramme pour utiliser l'intégralité du champ de la caméra et ainsi bien échantillonner les franges d'interférence.

Enfin, un iris de filtrage doit se placer au plan de Fourier de l'afocal pour nettoyer les ordres parasites de diffraction (autres que 0 et ± 1) qui sont causés par le fait que les réseaux réels approximent les motifs en sinusoides par des créneaux (des plots ou des trous).

Nous avons fait le tour des équipements que nous pouvons utiliser pour construire des interféromètres PISTIL. Nous pouvons donc passer à la conception optique du banc HIBISCUS et de l'analyseur de surface d'onde segmentée.

3.1.3 Montage optique du banc

Le banc HIBISCUS que j'ai construit est modulaire, tout comme le concept de PISTIL (schéma optique en Figure 3.8 et photos du banc monté à l'ONERA en Figure 3.9). Il est constitué de deux bras principaux : le bras source(s) (**A**) et le bras analyseur (**B** et **C**). Sur le premier (**A**) sont disposées trois sources laser : deux sources Hélium-Néon (HeNe) émettant une radiation visible (VIS, $\lambda_1 = 633 \text{ nm}$ et $\lambda_2 = 594 \text{ nm}$) et une diode laser fibrée monomode émettant dans le proche infrarouge (NIR, $\lambda_3 = 1064 \text{ nm}$), stabilisée en température à 25°C . Ces trois sources sont toutes collimatées pour illuminer de manière uniforme le miroir déformable IRIS-AO PTT-111. Un filtrage spatial des deux sources laser HeNe est effectué pour ne garder que le centre de la tache d'Airy résultante après collimation. Le choix des lentilles pour les trois sources a pour but de garantir une illumination uniforme du miroir, dont la taille totale est d'un peu moins de 5 mm. Le miroir est monté sur trois platines de translation ($\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$) de 20 mm de course chacune et de deux platines de rotation ($(\widehat{\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_z}), (\widehat{\mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z})$) d'amplitude 2π radians (visibles sur les photos de la Figure 3.9).

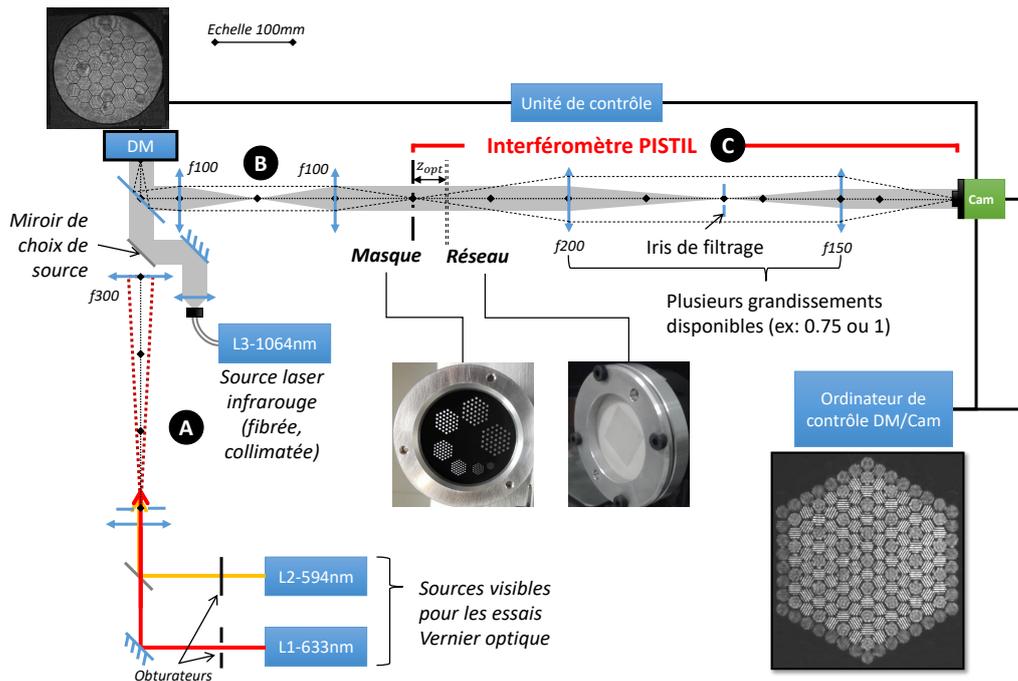


FIGURE 3.8 – Schéma optique du banc HIBISCUS. La partie de l'interféromètre PISTIL monté sur monorail, intégralement démontable, est indiquée par les crochets rouges.

Le bras analyseur comprend lui-même deux parties (**B** et **C**). La première (**B**) est constituée d'un relais optique afocal qui permet de conjuguer le champ proche du miroir déformable sur le masque de l'interféromètre PISTIL et dont le choix du grandissement G_T permet de changer la sensibilité au tip/tilt de l'interféromètre PISTIL. Dans le cadre des travaux de la thèse, nous conserverons $G_T = 1$, ce qui correspond parfaitement avec le masque M3 de grandissement unité et nous évite de trop influencer les valeurs des tips/tilts résiduels des segments. La seconde partie du bras (**C**) est équipée d'un rail porteur sur lequel nous pouvons construire un interféromètre PISTIL qui est constitué d'un masque, d'un réseau de diffraction, d'un afocal de conjugaison du masque sur une caméra positionnée en plan image. Dans le plan de Fourier de l'afocal est placé l'iris de filtrage. Pour aligner le banc, il suffit d'abord de placer les deux afocaux, puis d'aligner la caméra afin d'avoir une image nette du miroir déformable. Ensuite, le masque est mis en place sur le plan image intermédiaire entre (**B**) et (**C**), de manière à ce que son image soit aussi nette sur la caméra. Enfin, le réseau est ajouté à la distance optimale $z_{opt} \approx 4.6$ cm qui dépend légèrement du choix de la longueur d'onde, ce qui fait apparaître un pistilogramme surchargé d'ordres de diffraction. Ces derniers sont retirés avec l'ajustement de l'iris. Le rail sur lequel est construit PISTIL est intégralement démontable, ce qui permet de l'emporter pour réaliser les expériences sur les bancs laser à combinaison cohérentes de nos collaborations. L'interféromètre dans cette version transportable a été nommé miniPISTIL [Rouzé et al., 2021d].

Enfin, l'ordinateur de contrôle du banc est un poste fixe tournant sous Windows 7 sur lequel sont installés les pilotes de contrôle du miroir déformable (logiciel fourni par IRIS-AO avec le miroir, dont les fichiers de configuration nous ont été prêtés par l'équipe du LAM). Les pilotes des caméras sont aussi installés. Par ailleurs, afin de permettre une acquisition

haute cadence avec l'un de nos détecteurs, l'ordinateur est équipé avec des disques durs type SSD dont la vitesse d'écriture est d'environ 400 Mo/sec.

Nous avons terminé la conception du laboratoire HIBISCUS, de son stimulateur et des prototypes d'interféromètre PISTIL qui peuvent y être construits. Nous pouvons désormais commencer les démonstrations techniques de la théorie présentée dans le chapitre précédent.

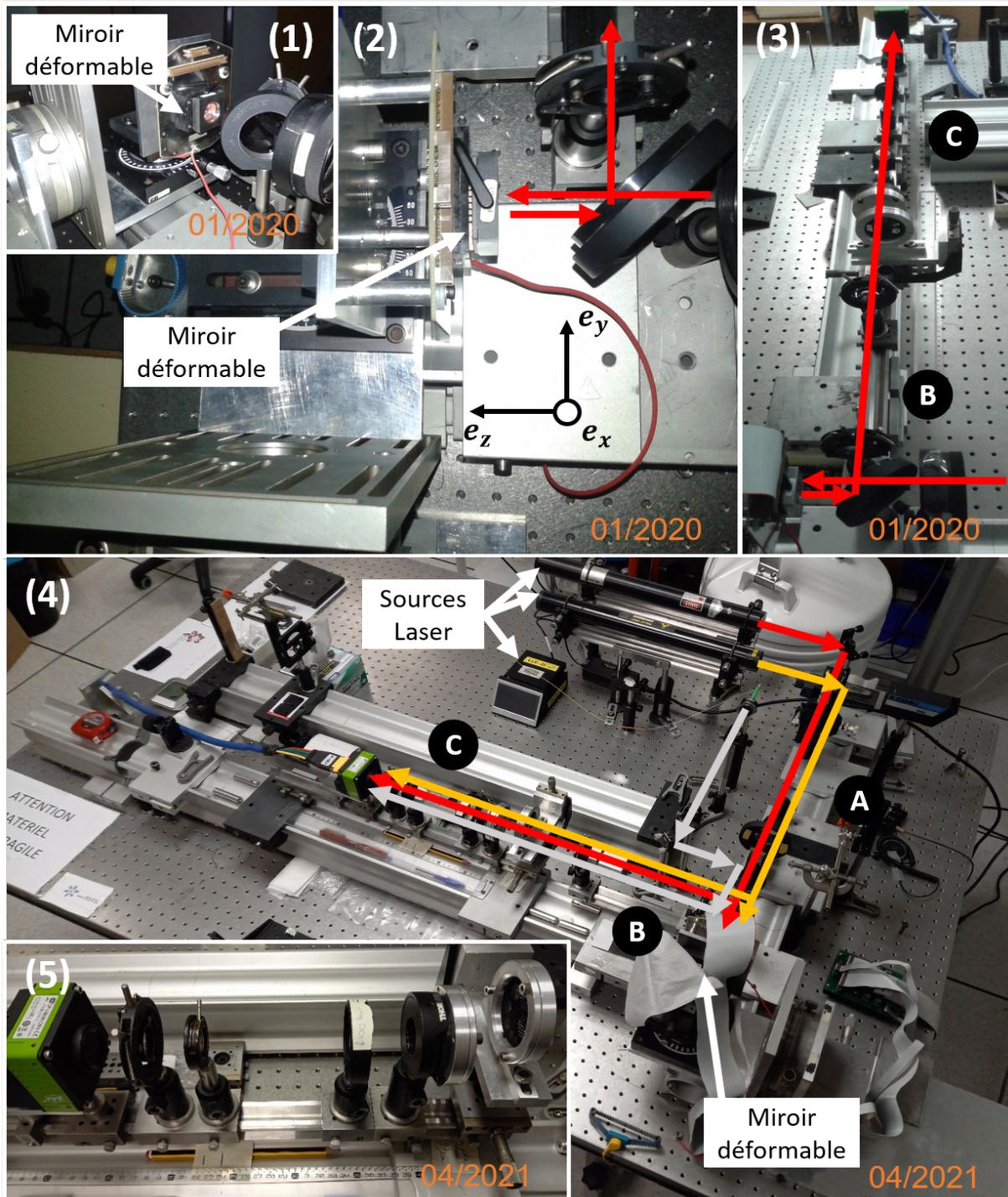


FIGURE 3.9 – Photos du banc en Janvier 2020 (la voie IR n'était pas encore intégrée) et Avril 2021. (1) Vue sur le miroir déformable PTT-111 installé sur ses montures de translation/rotation. (2) Vue de dessus du montage du miroir. (3) Vue sur un interféromètre PISTIL. (4) Vue sur le banc dans son intégralité. (5) Interféromètre miniPISTIL encore plus petit en train d'être testé sur le banc. A : Bras source(s). B et C : bras analyseur.

3.2 Démonstrations expérimentales

Dans cette section, je vais présenter toutes les démonstrations expérimentales qui valident le fonctionnement de l'interféromètre PISTIL, en prenant en compte les premiers éléments de recherche qui sont apparus dans la thèse de M. Deprez [Deprez, 2018] sur un banc temporaire qu'il avait conçu. Dans ces travaux, le pistilogramme obtenu avait été minutieusement décrit : orientation des franges selon le maillage hexagonal, taille des pétales, nombre de pixels par pétale et de pixels par frange. Un problème de stabilité de l'interféromètre a été mis en évidence : la thermalisation du système lors de l'allumage de la caméra, réglée en contrôle automatique à 50°C, et du laser, provoque un petit décalage vertical de l'image de quelques pixels, ce qui n'est pas admissible si l'on veut mener une étude de défauts possédant un ordre de grandeur sub-micrométrique. Enfin, l'erreur-type en piston a été estimée à $\lambda/169$ RMS (≈ 0.037 rad RMS en équivalent phase), celle pour le tip ou le tilt à ~ 40 μ rad RMS d'angle d'inclinaison. Cela garantit une grande confiance lors de l'utilisation de l'interféromètre pour les démonstrations présentées dans cette section, mais aussi les applications des chapitres à venir.

L'ensemble des résultats de cette section constitue donc une validation de l'interféromètre PISTIL dans un environnement significatif : les composants technologiques sont intégrés de manière réaliste sur le banc HIBISCUS, c'est-à-dire dans un environnement de laboratoire avec ses différentes sources de bruit, et le miroir est un substitut idéal des lasers CBC. Des résultats complémentaires sont disponibles dans l'annexe C ; notamment une démonstration expérimentale des problèmes de propagation (section 2.1.2), est disponible dans l'annexe C.1.

3.2.1 Caractérisation du banc HIBISCUS et des interféromètres miniPISTIL

Dans cette section, je présente une première caractérisation du banc HIBISCUS en boucle ouverte grâce à l'interféromètre PISTIL qu'il héberge. Cette expérience a permis de remplir l'un des premiers critères d'existence du banc : permettre la conception en laboratoire d'algorithmes de traitement des images et des mesures de phase avant d'emporter une itération de miniPISTIL sur un véritable banc laser CBC.

Remarque : dans la suite, nous exprimerons les cartes de surface d'onde segmentée, ainsi que les variations de piston en unité métrique (le nm), car la valeur d'un piston fait directement référence à l'élévation d'un segment du miroir.

Procédure d'acquisition des images

Pour toutes les expériences impliquant la mesure des phases (piston, tip ou tilt), que nous commandons sur le miroir déformable segmenté, nous laissons passer un délai de 30 minutes entre l'allumage de la caméra et les premières mesures, afin de ne pas avoir de problème de thermalisation (décalage du pistilogramme sur la verticale de la caméra). Par suite, les mesures seront toujours faites relativement à une mesure de référence appelée plan ou *best-flat*. Ce best-flat est obtenu en réglant le PTT-111 sur sa position plane usine grâce à son logiciel de contrôle. La Figure 3.10 montre trois pistilogrammes expérimentaux enregistrés avec un best-flat du miroir pour les trois longueurs d'ondes disponibles sur le

banc. Notons que le laser HeNe orange ($\lambda_2 = 594 \text{ nm}$) était un peu moins puissant que les deux autres; aussi il a été nécessaire d'augmenter le gain de l'image lors de l'acquisition, ce qui a aussi augmenté le bruit du détecteur, mais n'a pas eu d'effet remarquable sur la précision des mesures.

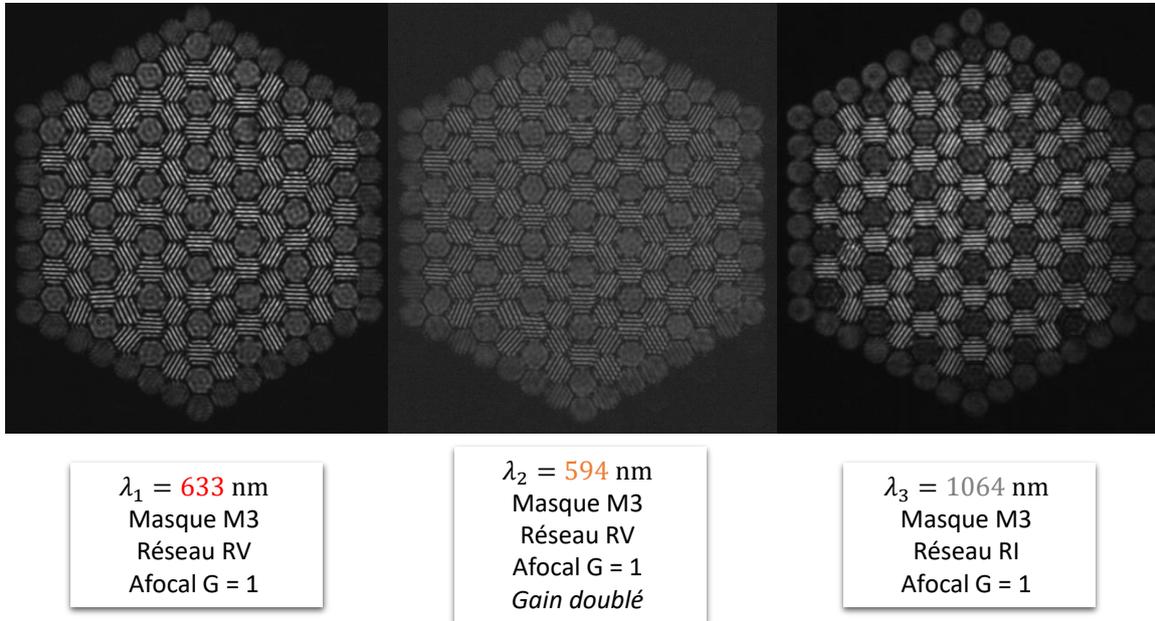


FIGURE 3.10 – Pistilogrammes expérimentaux sur HIBISCUS avec le best-flat actif sur le miroir segmenté. La différence de gain entre la source HeNe orange et les sources HeNe rouge et diode NIR est visible.

Enfin, le compte rendu des mesures sur le miroir déformable abordera la première géométrie de la Figure 0.1, le marque-page, pour correspondre aux Figures fournies par le fabricant, le logiciel et les résultats du LAM. Le miroir étant monté à 90 degrés par rapport à cette géométrie (voir schéma Figure 3.8), il faudra simplement appliquer une rotation du pistilogramme avant d'effectuer les traitements.

Séries temporelles des phases et premiers critères de diagnostic

Lorsque le délai d'attente pour la thermalisation du système est écoulé, on suppose que les éléments émettant de la chaleur sont stabilisés (caméra et sources laser principalement). Nous pouvons alors caractériser le banc HIBISCUS, et notamment sa dérive dite 'naturelle' en phase : l'environnement thermo-mécanique du laboratoire variant avec le temps, il est nécessaire de quantifier quel est le bruit plancher de l'interféromètre et de justifier un besoin de re-référencement du best-flat après un certain temps de non utilisation.

La première mesure consiste en un enregistrement d'une série temporelle courte (10 s) de pistilogrammes lorsque le miroir déformable est au repos sous tension, en position best-flat. Le temps $t = 0 \text{ s}$ est le front d'onde de référence dans cette expérience. Le laser utilisé est la source IR ($\lambda_3 = 1064 \text{ nm}$), la fréquence d'acquisition est de $f_s = 1.6 \text{ kHz}$, ce qui garantit une bande passante jusqu'à 800 Hz pour mener une analyse spectrale. Les algorithmes de calcul des phases relatives par Transformée de Fourier et de reconstruction

par inverse généralisée sont appliqués pour obtenir 37 séries temporelles de variation des pistons, des tips et des tilts de chaque segment, dont les variations typiques sont montrées dans les Figures 3.11 et 3.12. Dans la première figure, nous observons une claire variation du niveau des pistons mesurés. Les pistons diamétralement opposés le sont aussi dans leurs variations. Dans le même temps, les tips/tilts individuels ne présentent qu'un bruit blanc Gaussien.

La lecture des courbes n'est pas facile de prime abord, aussi nous la complétons par une analyse en cartes de surface d'onde, avec par exemple l'instant $t = 4$ secondes dans les Figures 3.13 et 3.14. Cette lecture est résumée dans la Figure 0.2 (marque-page), exemple pour les pistons, applicable aux autres défauts.

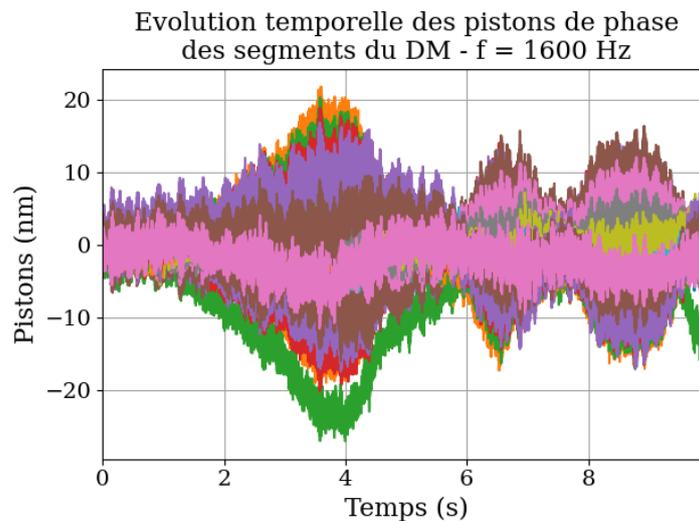


FIGURE 3.11 – Evolution temporelle des 37 pistons de phase du miroir déformable au repos sur un temps court (10 secondes - échantillonnage 1600 Hz). Écart-type temporel moyen des 37 variations estimé à 4.4 nm RMS.

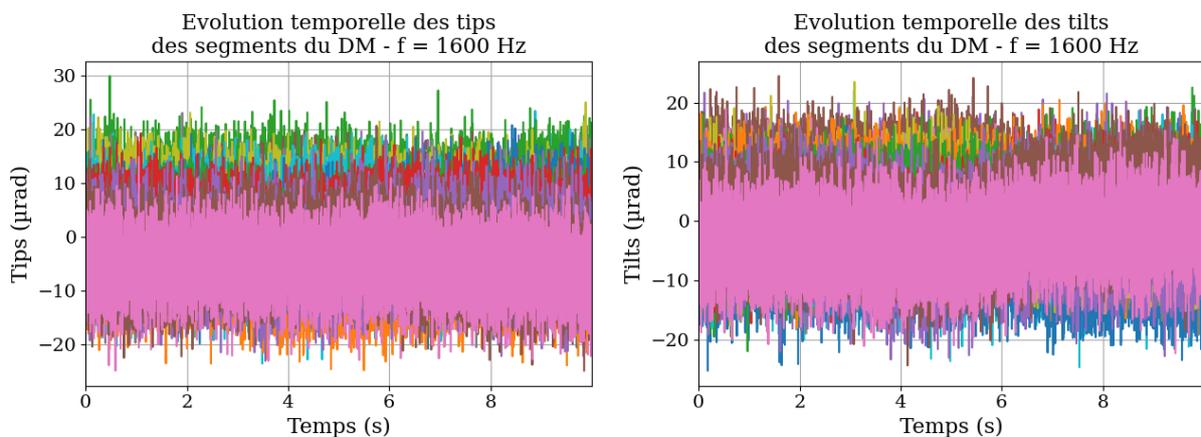


FIGURE 3.12 – Evolution temporelle des 37 tips/tilts du miroir déformable au repos sur un temps court (10 secondes - échantillonnage 1600 Hz). Écart-type temporel moyen des 37 variations estimé à 5 µrad RMS pour les deux quantités.

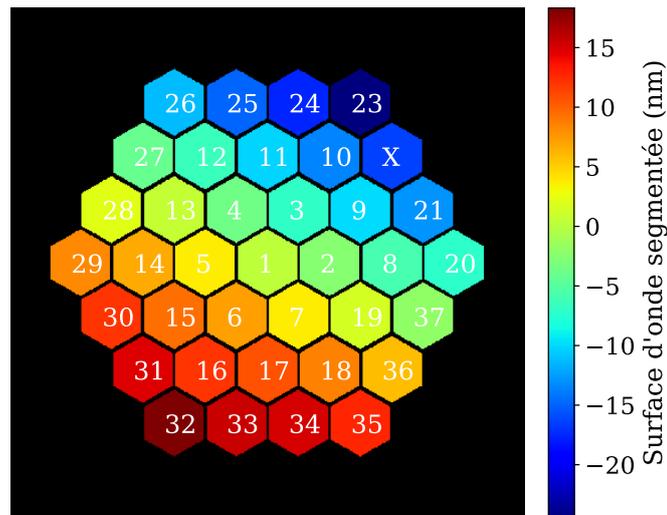


FIGURE 3.13 – Exemple de carte des pistons estimés pendant la dérive. Écart-type spatial à $t = 4$ secondes estimé à 10 nm RMS.

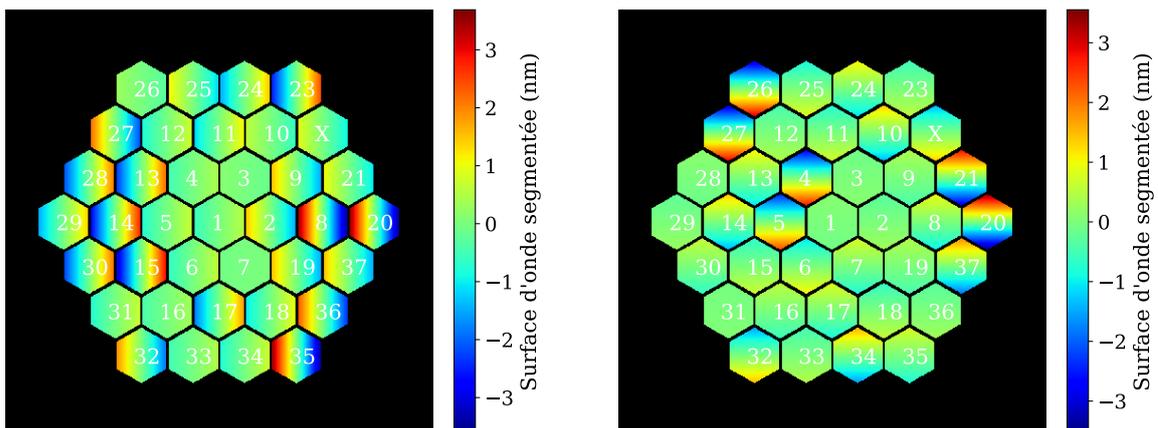


FIGURE 3.14 – Exemple de carte des tips/tilts seuls estimés pendant la dérive. Écart-type spatial à $t = 4$ secondes estimé à 1.2 nm RMS du front d'onde composé des tips et/ou tilts uniquement.

En première lecture, la caractérisation des 37 séries temporelles des pistons $\varphi_{0,n}(t)$ en écart-type donne une valeur moyenne de 4.4 nm RMS (soit $\lambda_3/242$ RMS), avec une augmentation le long des couronnes (de 1 à 7, puis de 8 à 19, ... valeur minimale 0.5 nm RMS et valeur maximale 8 nm RMS). De plus, les relations de clôture en piston, qui correspondent à des sommes de différence de piston entre chaque segment selon des chemins fermés (54 relations pour 37 segments, et donc 90 différences de phase) peuvent être calculées pour estimer le RMS temporel moyen de reconstruction (l'Eq.(2.52) réfère au concept et la Figure 3.15 montre le suivi graphique). Nous trouvons alors une valeur d'écart-type de clôture de ~ 2.07 nm RMS, et donc une valeur d'erreur de reconstruction d'environ ~ 1.15 nm RMS à $\lambda_3 = 1064$ nm, ce qui correspond à une erreur un peu plus petite que $\lambda_3/900$.

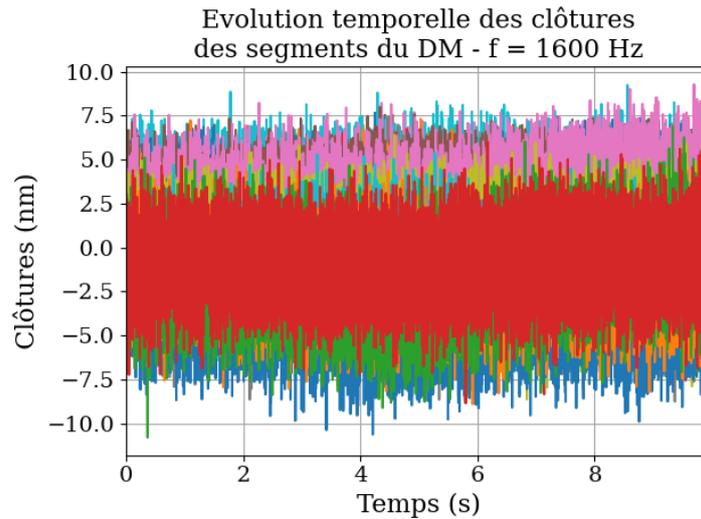


FIGURE 3.15 – Evolution temporelle des relations de clôture (en pistons) du miroir déformable au repos sur un temps court. (10 secondes - échantillonnage 1600 Hz). Écart-type temporel moyen des 54 clôtures estimé à environ 2.07 nm RMS correspondant ainsi à 1.15 nm RMS de bruit de reconstruction.

Nous pouvons faire de même pour les tips individuels $t_{Xn}(t)$ et les tilts individuels $t_{Yn}(t)$ résiduels perçus des segments, qui ne présentent quasiment aucune variation temporelle et leurs bruits de front d'onde est inférieur à 4.4 nm RMS, ce qui les place dans le niveau de bruit des pistons résiduels. Par conséquent, ils n'entreront pas en compte dans les correctifs à appliquer à l'analyse des fronts d'ondes testés sur HIBISCUS. Pour s'en assurer, nous menons aussi l'analyse spectrale des trois séries afin de vérifier quelles sont les sources de perturbations vues notamment sur les pistons. Nous calculons donc les densités spectrales de puissances (DSP) définies par :

$$DSP_X(f) \propto |\mathcal{F}[X(t)](f)|^2 \quad (3.1)$$

Avec $\mathcal{F}[\cdot]$ l'opérateur transformée de Fourier temporelle et la quantité temporelle $X(t)$ qui est une série de pistons, de tips ou de tilts d'un segment. Nous obtenons au total 37 DSP pour les 3 éléments d'étude. Les DSP des séries temporelles de pistons, tips et tilts du segment 1 sont montrées dans les Figures 3.16 et 3.17.

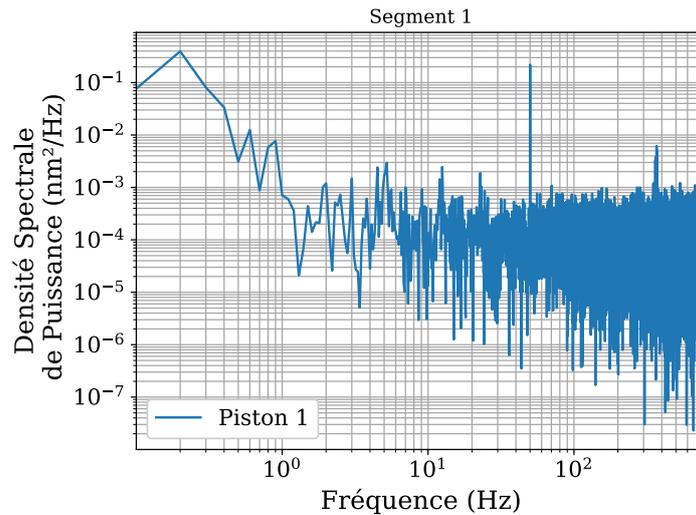


FIGURE 3.16 – Densité spectrale de puissance de la série des pistons du segment 1 du miroir déformable au repos sur un temps court. (10 secondes - échantillonnage 1600 Hz).

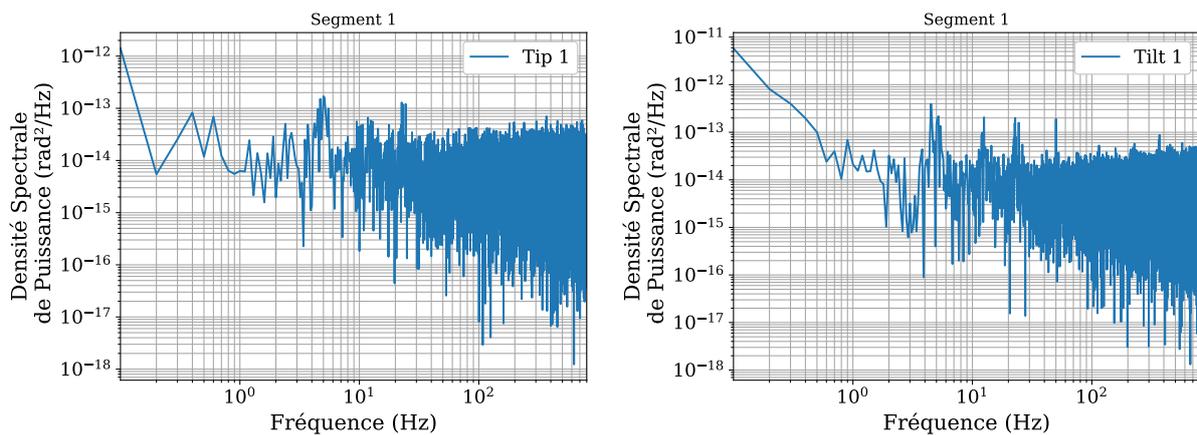


FIGURE 3.17 – Densité spectrale de puissance des séries de tips/tilts du segment 1 du miroir déformable au repos sur un temps court (10 secondes - échantillonnage 1600 Hz).

La première observation se fait sur les courbes des DSPs de tip et tilt : il n’y a pas, *a priori*, de perturbations excessives. La répartition spectrale semble être celle d’un bruit blanc pour le régime au-delà du Hz (le régime en deçà contenant trop peu de données pour être qualifié pour l’instant). Portons donc toute notre attention sur la DSP des pistons du segment 1, dont nous pouvons extraire les informations suivantes :

- La mise sous tension du système (50 Hz) est rapidement identifiable.
- 4 autres fréquences caractéristiques sont présentes : autour de 5 Hz, 14 Hz, 25 Hz et enfin ~ 368 Hz.
- Une rupture de régime à partir de quelques Hz : rapidement dégressif avant le Hz, puis bruit blanc jusqu’à la limite de bande passante.

Les fréquences caractéristiques de l’ordre de la dizaine de Hz sont bien mieux distinguées sur les DSP des pistons des segments autres que celui central, avec par exemple celle du segment 37 en bordure de miroir montrée en Figure 3.18, comparée à la DSP du segment 1. Les différences en pente et seuil du spectre proviennent de la forme de basculement

que prennent les séries temporelles. Les origines de ces fréquences caractéristiques sont diverses. Le réseau électrique 50 Hz mis à part, il est probable que les autres pics soient d'origine thermo-mécanique et proviennent de l'environnement du laboratoire lui-même : on peut penser par exemple à des vibrations dans la pièce ou dans les pièces connexes.

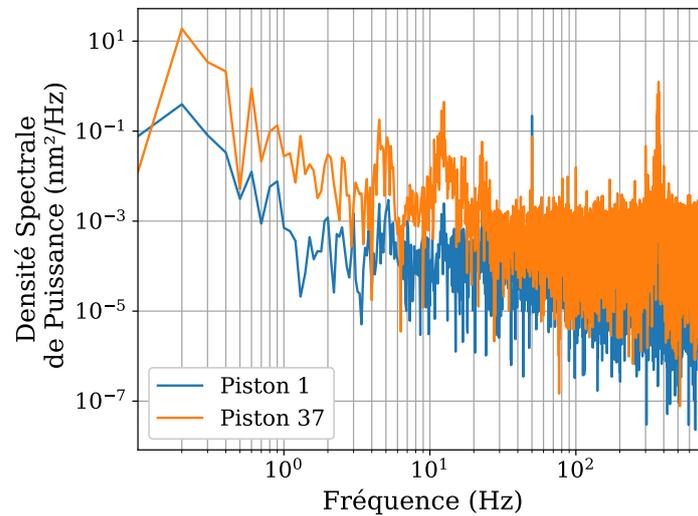


FIGURE 3.18 – Comparaison des DSPs de pistons entre le segment 1 (bleu) et le segment 37 (orange).

Diagnostic par les modes propres de basculement en piston

L'augmentation du plancher de bruit entre les segments est liée à la variation en mode de basculement des pistons, comme on peut le voir sur la carte de la Figure 3.13. Cette variation modale traduit un mouvement relatif du miroir ou de sa source d'illumination par rapport à l'interféromètre. En utilisant la décomposition modale (37 modes - 3 couronnes) sur les deux premiers modes dans le sens de la reconstruction, nous obtenons les courbes de variation temporelle des valeurs RMS des modes (Eq.(2.48)), que nous comparons à la variation temporelle de la valeur RMS du vecteur des pistons (Figure 3.19). Cette analyse est surnommée "participation des modes".

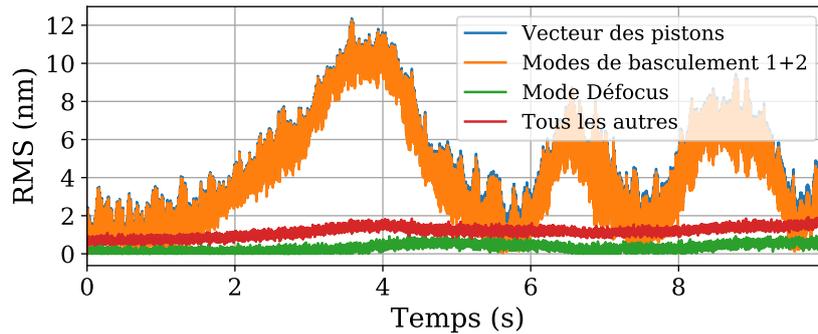


FIGURE 3.19 – Comparaison des valeurs RMS des modes globaux en piston sur un temps court (10 secondes - échantillonnage 1600 Hz). En bleu, le RMS temporel du vecteur piston par rapport à zéro (référence plane). En orange la combinaison des basculements en pistons dont on voit qu'elle représente la quasi-totalité de l'aberration résiduelle. En vert, le mode de défocalisation et en rouge tous les autres modes jusqu'aux gaufres, qui sont peu excités par les bruits de l'environnement.

Les deux modes de basse fréquence spatiale, c'est-à-dire les basculements en pistons ("tip et tilt globaux"), dominent ces variations sur les échelles courtes de temps, sans défocalisation ou presque. Par conséquent, pour obtenir une mesure fine d'une surface d'onde statique commandée sur le miroir (par exemple, pousser le segment 15 de 100 nm), il sera nécessaire après l'enregistrement du pistilogramme de retirer à la surface d'onde reconstruite les modes de basculement. Toutefois, je n'ai pas pu automatiser la capture des images et la commande des miroirs, c'est-à-dire que selon les commandes envoyées, il peut se passer un temps supérieur à l'échelle des 10 secondes. Pour s'assurer que la suppression des modes de basculement sera encore efficace, j'ai mené une caractérisation similaire du banc toujours 'à vide' sur une échelle de temps plus longue de 1 heure échantillonnée à 2 Hz. Les résultats intermédiaires sont disponibles dans l'annexe C.2, et la Figure de participation des modes est affichée ci-après (Figure 3.20). L'interprétation de cette Figure m'a mené à la conclusion qu'il n'y aura pas de problèmes supplémentaires que des modes de basculement sur des échelles de temps de la dizaine à la centaine de secondes. En revanche, sur une heure de mesure, on suppose un 'battement' lent du banc entraînant une divergence lente, car la valeur RMS du mode défocus augmente de manière linéaire. Je recommande alors de reprendre une mesure de référence (best-flat du miroir ou autre selon le besoin utilisateur) toutes les demi-heures au minimum, pendant l'utilisation du banc.

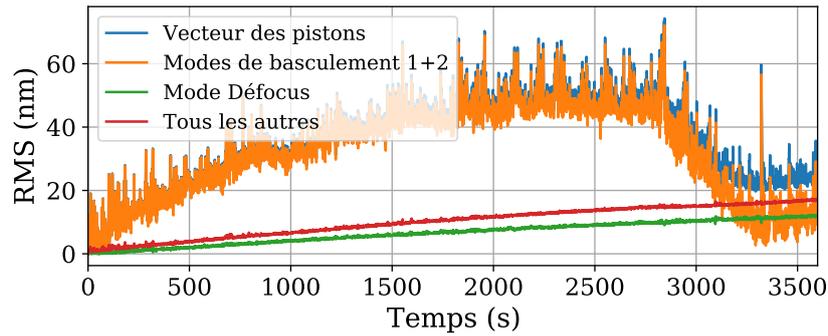


FIGURE 3.20 – Comparaison des valeurs RMS des modes globaux en piston sur un temps court (3600 secondes - échantillonnage 2 Hz). En bleu, le RMS temporel du vecteur piston par rapport à zéro (référence plane). En orange la combinaison des basculements en pistons dont on voit qu'elle représente la quasi-totalité de l'aberration résiduelle. En vert, le mode de défocalisation et en rouge tous les autres modes jusqu'aux gaufres, qui sont peu excités par les bruits de l'environnement.

Pour conclure cette caractérisation préliminaire, je propose d'ajouter à la procédure de traitement complet du pistilogramme (voir 2.41) une suppression des modes globaux de basculement en pistons afin de minimiser l'impact de l'environnement du laboratoire sur la mesure lorsque nous l'effectuons avec connaissance *a priori*. Une mesure instantanée de la référence plane du miroir, puis de la commande quelques secondes après seront donc restituées à l'identique à l'erreur de suppression des modes près (voir Eq.(2.48)). Si la mesure est enregistrée sur un temps court, calculer la valeur moyenne des cartes de phase est un moyen de minimiser les effets de l'environnement du banc. Enfin, si la commande vérité est elle-même un mode global de basculement formé par les pistons mesurés, que l'on appelle un mode escalier (*stair-mode* en anglais), la moyenne temporelle sera nécessaire, et il faudra la retirer à chaque instant pour accéder d'abord au bruit du laboratoire, qu'il sera ensuite possible de supprimer. Le procédé de suppression des modes de basculement en pistons lorsque la commande vérité est disponible est résumé dans la Figure 3.21. Le vecteur de commande φ^C va référer aux pistons principalement. Notons que cette étape est nécessaire si nous voulons accéder de manière correcte et avec une très grande exactitude aux lois de commandes ordonnées au miroir déformable.

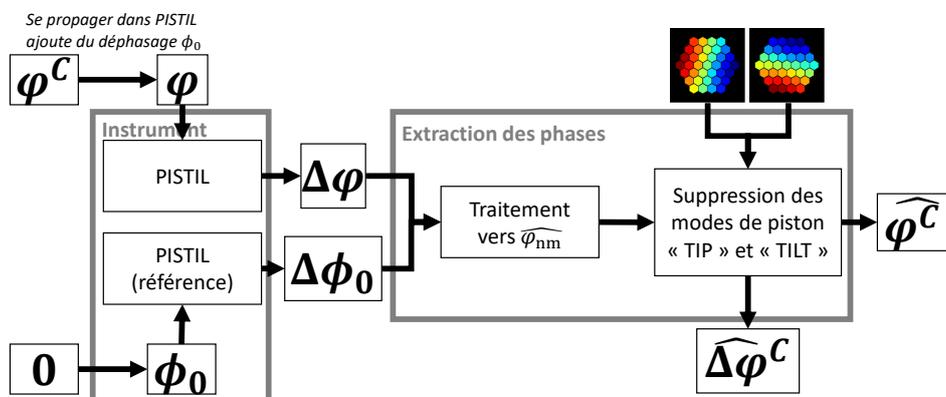
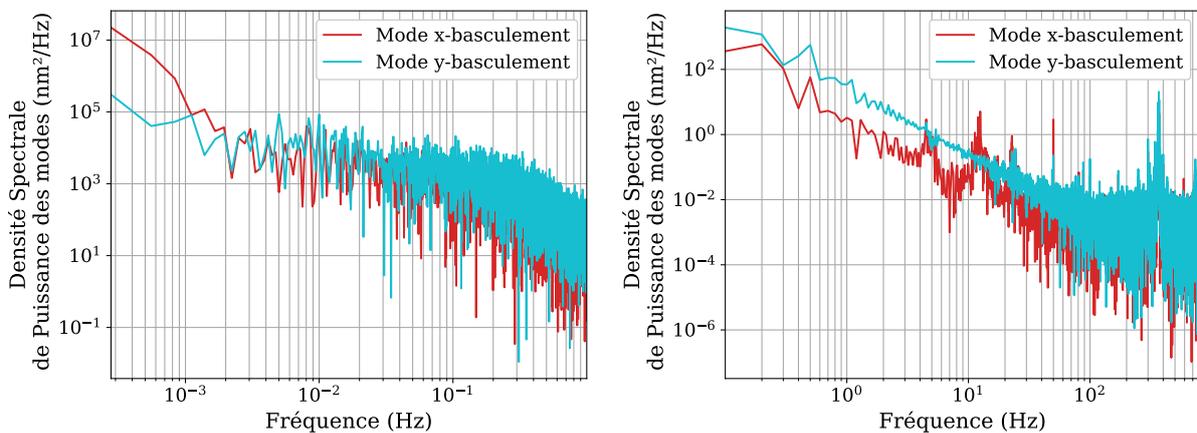


FIGURE 3.21 – Schéma-bloc d'un traitement de suppression des modes de basculement en pistons dus à la perturbation environnementale du banc HIBISCUS.

Ce procédé pourra être très utile dans la caractérisation des véritables lasers CBC non pas

pour supprimer les modes de basculement globaux, mais pour les mesurer. Enfin, notons que les axes principaux des modes de basculement en pistons ne sont pas forcément ceux du repère $(O, \mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y)$ comme les polynômes de Zernike, mais qu'il est tout à fait possible de les imiter par des combinaisons linéaires. Je les exploite ici que pour en calculer les DSPs modales respectives et prendre connaissance des sources de perturbations (Figure 3.22, basculements combinés dont les axes suivent ceux d'un repère classique). Les modes partagent quelques caractéristiques identiques, comme les pics fréquentiels tels que le courant 50 Hz et le 368 Hz, ainsi que la même décroissance spectrale : en $1/f^{-1}$ entre 0.01 Hz et 0.1 Hz, en $1/f^{-2}$ jusqu'à 100 Hz et plat ensuite. Les différences se remarquent notamment sur les pics fréquentiels des 5, 13, et 22 Hz (que l'on retrouvait déjà sur les pistons individuels) et l'ordonnée à l'origine du mode y-basculement quelque peu supérieure au mode x-basculement. Les différences entre le mode x-basculement et y-basculement peuvent peut-être s'expliquer par un effet de gravité ou un décalage de hauteur relative entre le miroir et les éléments du banc : comme le miroir est monté à une orientation de 90 degrés, le mode "x-basculement" représente l'axe des hauteurs dans le laboratoire, soit un axe \mathbf{e}_y .



(a) 1 heure de mesure échantillonnée à 2 Hz.

(b) 10 secondes de mesure échantillonnées à 1600 Hz.

FIGURE 3.22 – Densités spectrales de puissance des modes x-basculement et y-basculement pour la caractérisation de HIBISCUS.

Suppression des modes propres de basculement

Le banc est désormais complètement caractérisé et nous pouvons appliquer notre algorithme de suppression des modes. La série temporelle de pistons précédente (Figure 3.11) avec suppression des modes de basculement est présentée dans la Figure 3.23. Nous pouvons montrer que sa variation RMS est à peu près égale à $1/\sqrt{2}$ fois la variation RMS des différences de piston estimées via la démodulation par TF (Eq.(2.49)). La tendance est alors relativement plus proche d'un bruit blanc Gaussien et donc plus conforme au suivi d'un miroir segmenté au repos (inactif) sans perturbations externes de par l'environnement du banc HIBISCUS. La justesse et la fidélité de l'algorithme de reconstruction des phases peuvent être estimées avant et après suppression pour montrer le gain en exactitude via cette opération. Nous trouvons les résultats présentés en Table 3.5. Pour rappel, conformément à la norme ISO 5725-1 :1994⁸, la justesse est définie comme l'écart moyen à la valeur vraie

8. En savoir plus sur <https://www.iso.org/fr/home.html>

(0 nm ici) et la fidélité est égale à l'écart-type des mesures. Ces notions sont définies pour tous les segments et illustrées dans un exemple d'analyse d'exactitude en Figure 3.24 pour un segment externe qui subit bien plus l'effet des modes de basculement par rapport à un segment du centre. Remarquons la quasi-parfaite physionomie Gaussienne de la série de pistons après suppression, témoignant de la présence d'un résiduel bruit blanc Gaussien sur tout le spectre désormais, le retrait des modes agissant comme un filtre (voir Figure 3.16).

J'utilise la justesse absolue moyenne comme indicateur car il regroupe les 37 mesures de justesse sur les pistons supposés de valeur nulle. En effet, une seule justesse ne peut pas être clairement définie, car en raison de la perturbation de l'environnement et de la suppression des modes, il existe une variation aléatoire de sa valeur pour chaque segment, autour *a priori* de la moyenne d'ensemble.

TABLE 3.5 – Analyse d'exactitude avant et après suppression des modes.

Mesure	Avant suppression	Après suppression
Justesse absolue moyenne (spatiale)	1.07 nm	0.62 nm
Justesse RMS (temporel)	1.54 nm	0.98 nm
Fidélité moyenne (spatiale)	4.4 nm RMS	0.58 nm RMS
Fidélité RMS (temporel)	2.1 nm RMS (RMS)	0.25 nm RMS (RMS)

Il est possible de définir un 'plancher' minimum de fidélité de mesure en prenant trois ou cinq fois sa valeur RMS, selon la sévérité voulue pour l'intervalle de bruit. Cela dépend de l'exactitude requise pour l'application considérée.

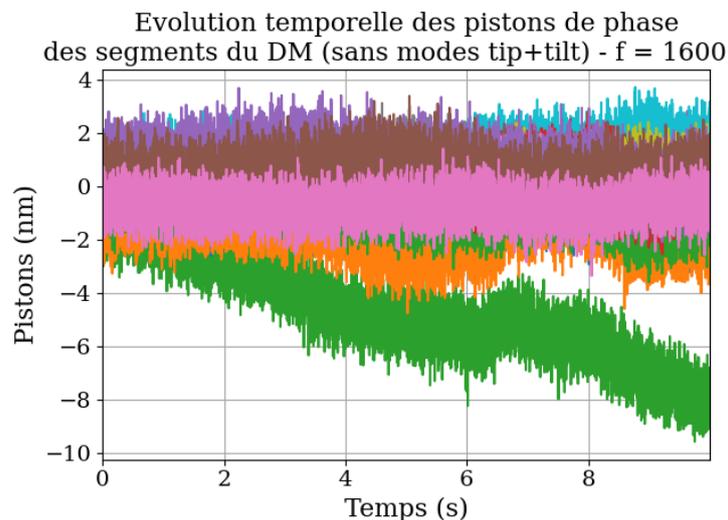
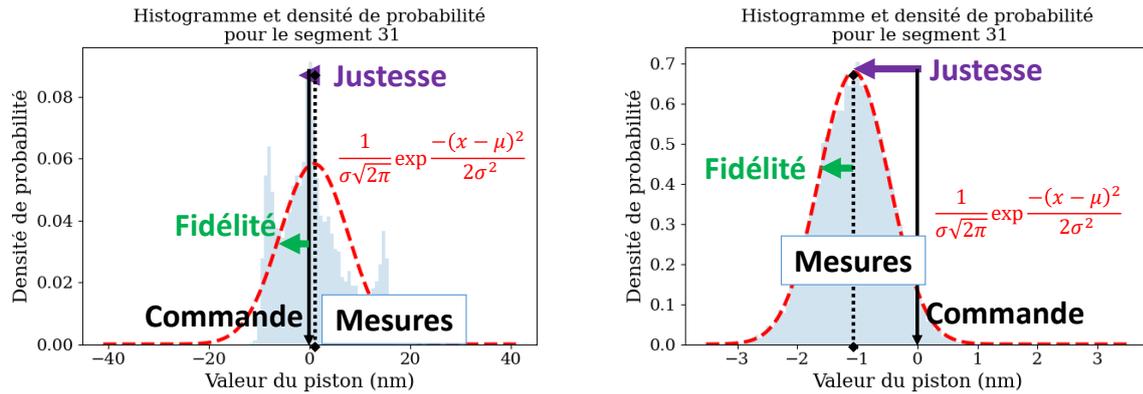


FIGURE 3.23 – Evolution temporelle des 37 pistons de phase du miroir déformable au repos sur un temps court après correction des modes globaux de basculement (10 secondes - échantillonnage 1600 Hz). La série qui dérive légèrement correspond à celle du segment inactif quoiqu'il arrive.



(a) Avant suppression des modes :
justesse = 0.8 nm et fidélité = 6.8 nm RMS.

(b) Après suppression des modes :
justesse = -1 nm et fidélité = 0.6 nm RMS.

FIGURE 3.24 – Justesse, fidélité et densité de probabilité Gaussienne d’une mesure d’un segment avant et après suppression des modes globaux de basculement.

Mesures de test

Maintenant que nous connaissons l’environnement dans lequel va opérer le miroir et l’exactitude de l’algorithme de reconstruction post-suppression des modes, il est nécessaire d’en vérifier son bon fonctionnement une fois intégré dans HIBISCUS. Pour ce faire, j’ai effectué 50 tests en appliquant lors de chacun des commandes de 36 pistons aléatoires $\varphi_{0,n}^C$ tous compris entre $-\lambda_3/10$ et $+\lambda_3/10$ et j’ai effectué des mesures de ces pistons avec la source infrarouge ($\lambda_3 = 1064$ nm) grâce à l’interféromètre. Toutes les mesures ont été prises en image instantanée puisque la fidélité de l’instrument est de l’ordre de 1 nm (voir Table 3.5). Les pistilogrammes sont traités selon le procédé schématisé en Figure 3.21. Notons qu’un ajustement numérique par un piston global sur toutes les valeurs des vecteurs commande estimés a été nécessaire. En effet, les algorithmes de pseudo-inversion fournissent toujours un vecteur de moyenne nulle en sortie de leur processus, ce qui n’est pas forcément le cas du vecteur de commande φ^C . Enfin, rappelons que chaque commande envoyée au miroir déformable peut toujours être affectée d’une erreur aléatoire de commande e_n^C qui ne dépend que du miroir déformable (voir Figure 3.3, et estimation de [Deprez, 2018], Figure 4-123, dont l’écart-type est de 2 nm RMS).

Cela étant dit, nous pouvons désormais avancer sur les tests, qui se sont avérés positifs. Un exemple d’analyse, menée par le code de traitement que j’ai développé, est montré en Figure 3.25. Les cartes nous donnent à gauche les commandes, au milieu la surface d’onde 2D estimée et à droite la même surface d’onde si seuls les pistons sont pris en compte.

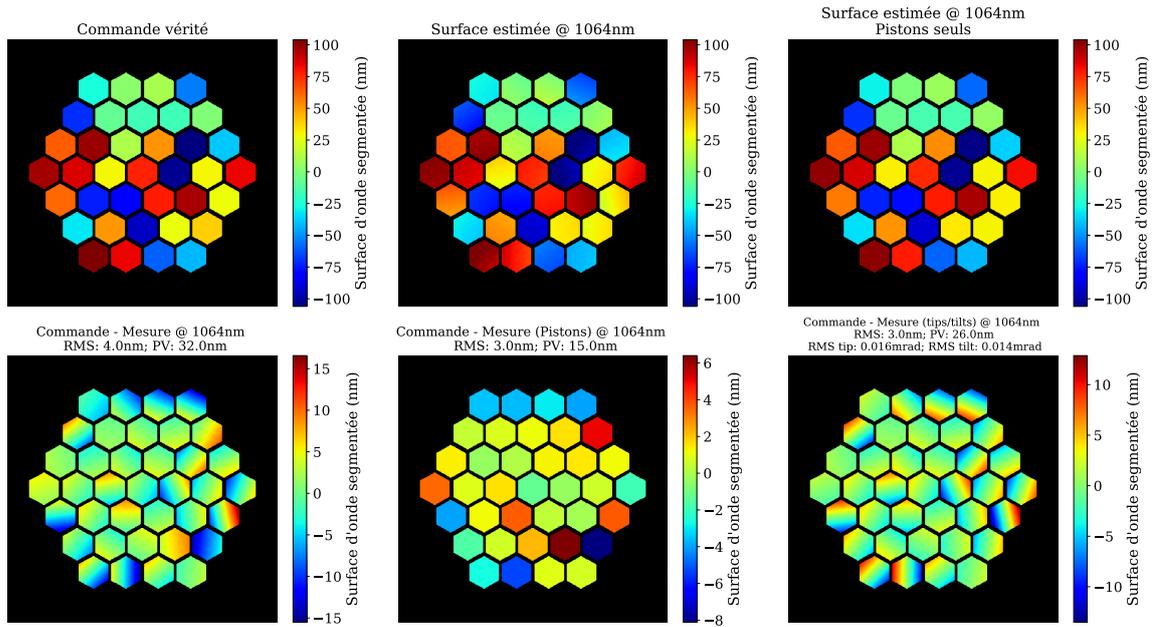


FIGURE 3.25 – Exemple d’une mesure de test avec des pistons aléatoires sur le miroir déformable.

Pour critiquer mes tests, j’ai défini trois termes d’erreur :

- (Figure 3.25 - bas gauche) L’erreur 2D entre la commande et la mesure : des surfaces d’ondes segmentées 2D sont générées par le code pour la commande et la mesure puis l’une est soustraite de l’autre. S’il y a reconstruction sans perte (par justesse de PISTIL ou erreur de commande), alors l’écart-type de cette erreur tend vers 0 nm RMS. Le Pic-à-Vallée (PV), différence entre les extrema de la surface d’erreur est un indicateur secondaire de la reconstruction.
- (Figure 3.25 - bas milieu) L’erreur $e(\varphi_{0,n})$ entre un piston estimé et un piston commandé,

$$e(\varphi_{0,n}) = \hat{\varphi}_{0,n} - \varphi_{0,n}^C \quad (3.2)$$

est une variante de la justesse segment par segment. Comme la justesse absolue moyenne a été estimée de l’ordre de 1 nm, cette mesure d’erreur est donc à peu près égale à l’erreur de commande en piston e_n^C à la justesse et la fidélité près soit ± 2 nm. L’écart-type de cette erreur tend donc vers 2 nm RMS. Le Pic-à-Vallée caractérise l’étendue possible des erreurs de commandes.

- Pour les tips/tilts individuels (Figure 3.25 - bas droite) , les mêmes définitions d’erreurs peuvent être écrites mais nous ne les discuterons pas car aucun tip/tilt n’est réellement injecté dans les commandes. Toutefois, comme l’élévation des segments dépend de trois actionneurs, il y a toujours une erreur de tilt; cela justifie de conserver une trace de l’erreur.

J’ai remarqué que, sur les 50 tests, les segments⁹ 18, 34, 35 et 36 avaient des réponses aux commandes bien moins précises que prévu (Figure 3.3), avec par conséquence une valeur d’erreur plus grande en piston, tip et tilt. Le LAM m’a confirmé avoir observé un effet similaire avec ces segments, d’autant que le miroir répond moins bien aux commandes après une longue période d’utilisation.

Pour conclure, bien que quelques mesures ne soient pas en adéquations avec mes

9. Se référer à la Figure 0.1 en marque-pages.

attentes (une erreur RMS supérieure à 10 nm), la majorité des essais liés à la caractérisation du miroir et les tests aléatoires soulignent que l'utilisation du miroir déformable pour commander des surfaces d'ondes statiques sans répétition se fera *a priori* sans perturbations de l'environnement mais avec des erreurs statiques liées au miroir lui-même. Nous pouvons donc passer à la démonstration de la mesure de pistons de grande dynamique par algorithme de Vernier optique.

3.2.2 Démonstration expérimentale de la mesure de pistons de phase à grande dynamique par Vernier optique

Pour mesurer des pistons de grande dynamique, qui présentent des différences de piston voisins supérieures à π ou $\lambda/2$ en valeur absolue, j'ai proposé une méthode de mesure basée sur l'interférométrie à deux longueurs d'ondes. C'est l'algorithme du Vernier optique, décrit en section 2.2.4. Cette capacité de mesure pourra s'avérer très utile pour l'analyse métrologie de surfaces statiques (le miroir en est un parfait exemple), ou des situations particulières dans les lasers CBC.

Validation avec la surface d'onde vortex

La démonstration du Vernier Optique se fera en utilisant deux longueurs d'ondes visibles installées sur le banc HIBISCUS, les sources $\lambda_1 = 633$ nm (rouge) et $\lambda_2 = 594$ nm (orange). Les sources sont allumées au même moment que les autres éléments électroniques du banc, c'est-à-dire entre 30 minutes et une heure avant la mesure, afin d'atteindre une certaine stabilité thermique. En premier lieu, je présente les résultats de l'analyse de la surface d'onde vortex telle que définie dans la section 2.2.4, dont les valeurs sont relatives à la longueur d'onde rouge, entre -316.5 nm et +316.5 nm donc en piston métrique. Les mesures sont prises alternativement, avec une référence (best-flat miroir) et une prise d'intérêt avec le laser rouge, puis la même chose le laser orange. Elles sont ensuite traitées avec le procédé du Vernier optique puis la suppression des modes globaux de basculement.

Les résultats des reconstructions pour les deux couleurs (bien qu'une seule suffise) sont présentés dans les Figures 3.26 et 3.27 et soulignent une excellente adéquation entre commande et mesure à deux couleurs au sens de l'erreur 2D et de l'erreur en piston. Le fonctionnement de l'algorithme est validé sur ce cas particulier.

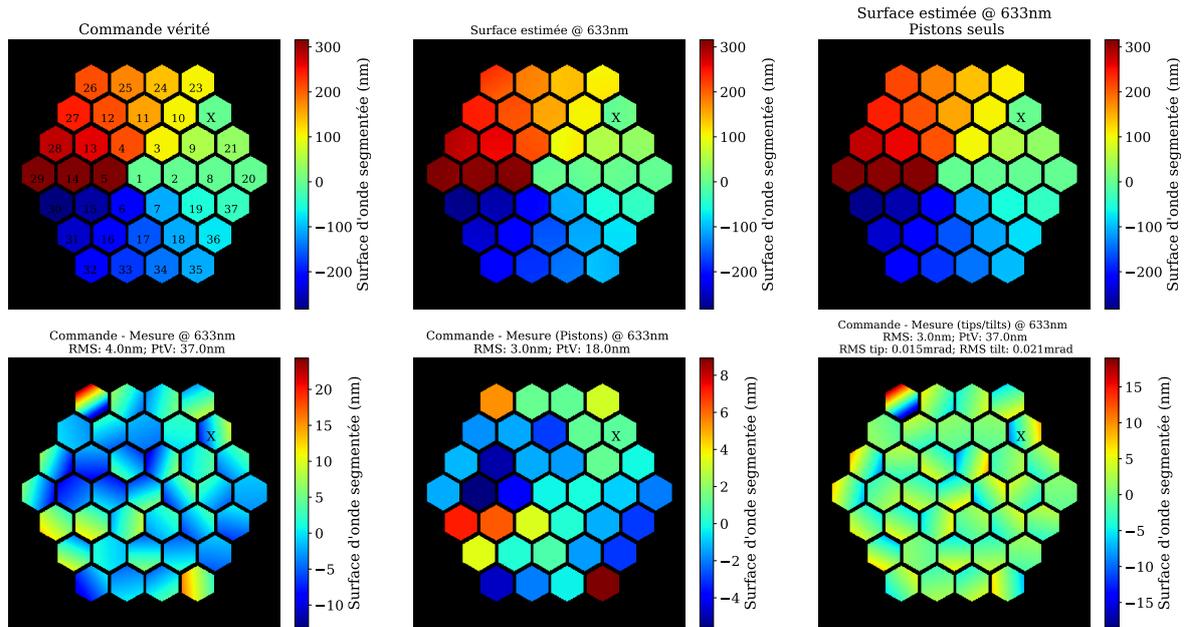


FIGURE 3.26 – Démonstration du Vernier optique avec une surface d'onde vortex. Mesure traitée avec les différences démodulées en $\lambda_1 = 633 \text{ nm}$.

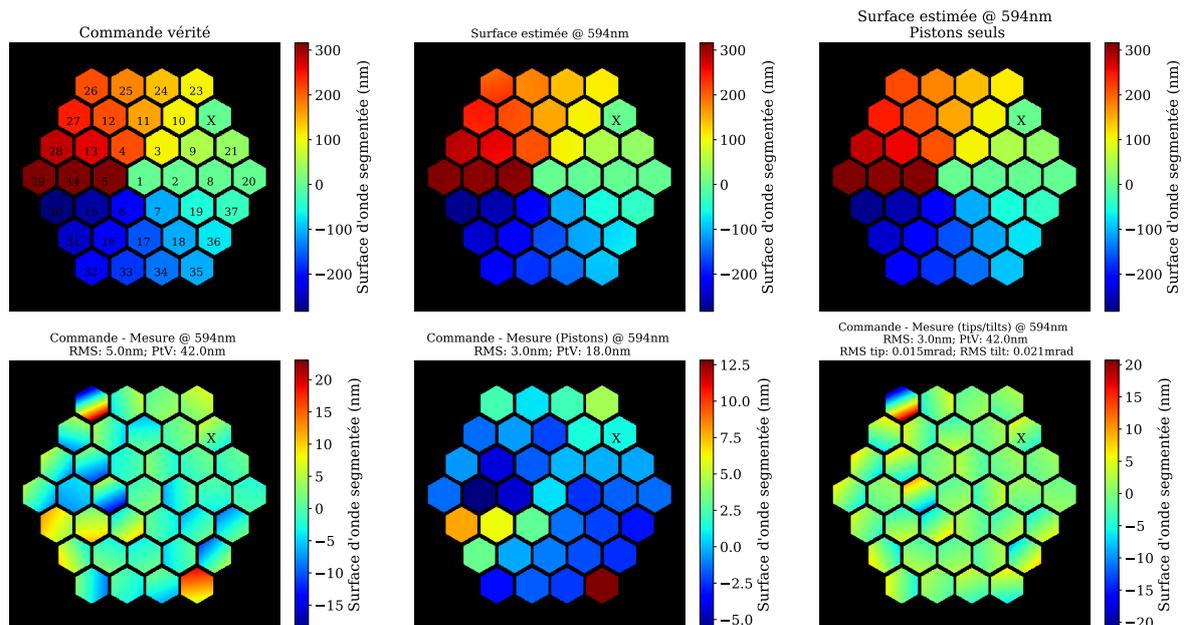


FIGURE 3.27 – Démonstration du Vernier optique avec une surface d'onde vortex. Mesure traitée avec les différences démodulées en $\lambda_2 = 594 \text{ nm}$.

Validation par comparaison à posteriori avec le banc PSI du LAM

Pour aller plus loin et valider complètement le processus, nous avons effectué des tests en aveugle avec le LAM. Je leur ai fourni une liste de surfaces d'ondes présentant des pistons de grande dynamique et ai demandé un compte-rendu détaillé des mesures de ces commandes, effectuées avec leur banc de métrologie PSI (voir section 3.1.1) qui seront considérées comme une référence à comparer. Avant d'inspecter les résultats, j'ai moi-même

enregistré les pistilogrammes des surfaces d'ondes commandées (en rouge et orange), afin de les traiter pour découvrir la comparaison en même temps que l'équipe du LAM lors d'une réunion de travail. Les figures d'interférences sont présentées pour les deux techniques dans la Figure 3.28. Cette comparaison souligne à nouveau la différence de mesure entre les deux méthodes : Les franges de PISTIL correspondent à des différences de phase encodées alors que celles du PSI sont sensibles relativement à la carte complète (y compris la déformation résiduelle sur les segments).

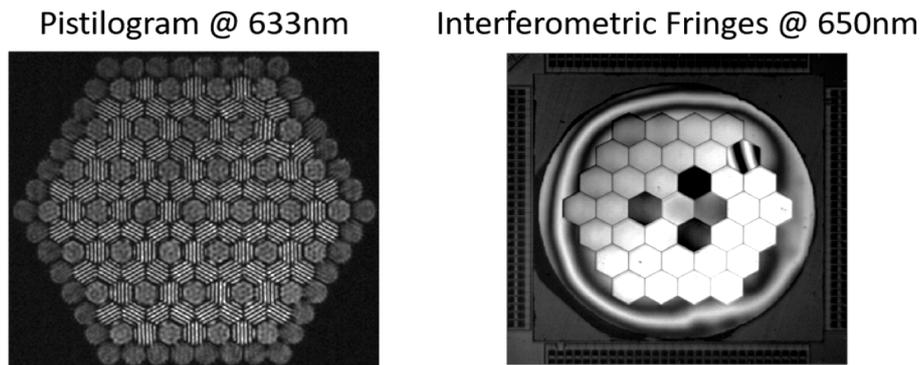


FIGURE 3.28 – Vue des franges du pistilogramme (à gauche) et de celles du banc PSI du LAM (à droite) [Rouzé et al., 2020b]. Sur les franges du PSI, le segment défectueux est clairement identifiable en haut à droite. Il l'est aussi pour un œil attentif dans le pistilogramme.

Je présente dans la suite un des résultats de la comparaison, sur la carte que j'appelle "l'îlot des phases" dans laquelle des commandes de grands pistons sont envoyées seulement sur les segments centraux, qui sont ceux qui réagissent le mieux (Figure 3.29). En première lecture, la carte de phase mesurée par interféromètre PISTIL est en tout point ressemblante à celle mesurée par l'instrument PSI de référence. Cette ressemblance est bien sûr confirmée par les valeurs numériques et les écarts de mesure entre PISTIL, PSI et la commande, et entre les deux moyens de mesure, si l'on considère PSI comme notre instrument de référence (Table 3.6).

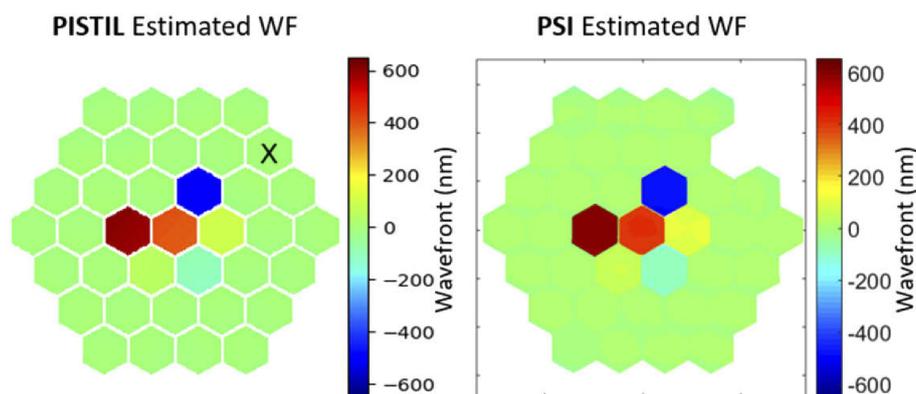


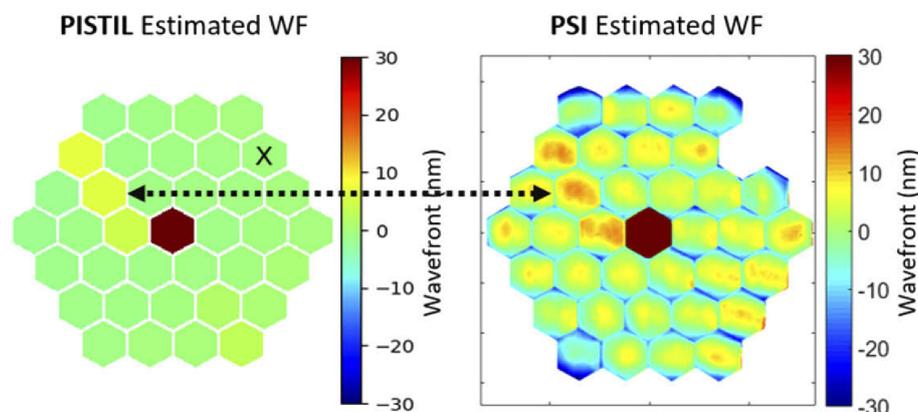
FIGURE 3.29 – L'îlot des phases : comparaison *a posteriori* des mesures PISTIL et PSI [Rouzé et al., 2020b].

TABLE 3.6 – Résultats de l'analyse PISTIL à deux longueurs d'onde de l'ilot des phases et comparaison avec les mesures PSI.

Segment	Commande (nm)	PISTIL / écart (nm)	PSI / écart (nm)	PISTIL-PSI (nm)
1	400	398.3 / -1.7	401.3 / 1.3	-3.0
2	100	98.0 / -2.0	96.4 / -3.6	1.6
3	-500	-498.4 / 1.6	-502.7 / -2.7	4.3
4	0	-0.2 / -0.2	3.8 / 3.8	-4.0
5	600	597.1 / -2.9	602.1 / 2.1	-5.0
6	50	49.2 / -0.8	54.2 / 4.2	-5.0
7	-100	-100.4 / -0.4	-94.1 / 5.9	-6.3
8-37	0	<1.5 / -	<4 / -	-

Tout d'abord, les deux instruments estiment en absolu des pistons de grande amplitude avec une erreur de l'ordre de 2% dans le cas le pire. L'écart-type de la différence des mesures PISTIL et PSI est d'environ 5 nm RMS (grands segments et segments au repos inclus), une valeur qui reste dans l'ordre de grandeur des autres écarts-types des différences entre les instruments respectifs et la commande vérité, à l'erreur de commande près qui ne fut certainement pas la même puisque les deux mesures sont à la fois éloignées temporellement et spatialement (le miroir déformable ayant voyagé entre-temps de Marseille à Palaiseau).

De plus, l'influence d'une commande élevée d'un segment sur ses voisins a été sondée en comparant les résultats pour les deux techniques PISTIL et PSI à deux longueurs d'onde, comme le montre la Figure 3.30. Le piston central a une commande d'entrée de 1 μm , qui est correctement mesurée par les deux techniques (996.6 nm pour PISTIL et 986.5 nm pour PSI). Les écart-types d'erreur pour cette expérience sont de 2 nm RMS pour PISTIL et 4 nm RMS pour PSI. Dans les deux cartes de surface d'onde (redimensionnées à $\pm \lambda / 20$), trois segments parmi les voisins ont des pistons non nuls clairement discernables dans PISTIL et PSI. Ils semblent s'être relevés suite à la grande commande injectée dans le segment du centre. L'architecture complexe sous chaque segment (Figure 3.1) pourrait présenter certaines non-uniformités révélées par cette expérience sur les segments mis en évidence.

**FIGURE 3.30** – Un piston de 1 μm fixé sur le PTT-111 miroir déformable et son effet possible sur les segments voisins, remarqué par les deux méthodes PISTIL et PSI [Rouzé et al., 2020b].

Conclusion

La claire adéquation entre les deux instruments de mesure, sur plusieurs cartes traitées en aveugle par chacune des deux équipes, valide le bon fonctionnement de l'algorithme du Vernier optique et son application pour la démodulation de pistons de grande dynamique relevés avec l'interféromètre PISTIL. La technique, couplée à l'interférométrie à deux longueurs d'onde, est capable de reconstruire les commandes d'entrée sur le miroir déformable avec la même précision que le moyen de métrologie de référence PSI. La justesse absolue moyenne comparée au moyen de mesure PSI est d'environ 3 nm, ce qui représente un ratio de $\lambda_1/211$, contre 1 nm dans le test de caractérisation, avec une fidélité inchangée de 1 nm soit $\lambda_1/633$ dans tous les cas. C'est une preuve d'exactitude de mesure de l'instrument.

Certes, la méthode PISTIL ne fournit pas de détails topographiques au contraire de PSI, mais cela ne constitue pas un problème dans le contexte de notre étude qui se focalise sur les défauts de premier ordre. Ce sont ces derniers qui ont le plus d'impact sur la combinaison cohérente des sources laser. D'un autre côté, l'interféromètre PISTIL peut exploiter sa propriété d'auto-référencement, ce qui simplifie grandement les montages optiques de caractérisation (pas de bras de référence), et permet de concevoir des versions compactes et transportables du système. De manière plus étendue, cette comparaison satisfaisante avec un moyen de métrologie optique de référence valide définitivement la capacité de l'interféromètre PISTIL à mesurer des variations de phase avec ou sans l'extension de dynamique par l'algorithme du Vernier optique.

3.3 Conclusion et perspectives pour le banc HIBISCUS

Dans ce chapitre, j'ai présenté les étapes de conception du banc de test HIBISCUS, résultat d'une collaboration entre l'ONERA/CIO et le LAM. Le banc est un laboratoire de test pour la R&D de l'interféromètre PISTIL, la métrologie des surfaces d'ondes morcelées et la fabrication de prototypes 'miniPISTIL', plug-and-play, prêts pour des applications de diagnostic de lasers CBC [Rouzé et al., 2021d]. Le banc est équipé d'un miroir déformable segmenté de la compagnie IRIS-AO (section 3.1.1), prêté par le LAM et largement caractérisé (section 3.1.1). La structure du banc est modulaire et permet de construire un interféromètre PISTIL dédié à un certain besoin : analyseur de surface d'onde ou système de contrôle dans avenir proche. J'ai ainsi présenté dans la section 3.1.2 les équipements dont nous disposons pour mettre au point l'analyseur de surface d'onde segmentée.

L'objectif de l'instrument étant de mesurer des variations très fines de pistons de phase avec une grande exactitude, de l'ordre du nanomètre (environ 0.01 radians); l'environnement du laboratoire de métrologie HIBISCUS doit être intégralement caractérisé. C'est ce que j'ai fait avec l'interféromètre PISTIL lui-même. Dans la section 3.2.1, nous discutons longuement des étapes progressives de la caractérisation du banc par rapport à une surface d'onde de référence, le 'best-flat' du miroir déformable. Ces étapes nous ont permis de faire apparaître les premiers critères de diagnostic d'une surface d'onde segmentée, à savoir l'analyse spectrale à partir des séries temporelles des pistons, et l'analyse modale, basée sur la décomposition modale rendue possible grâce à l'algèbre de reconstruction des phases.

Nous nous sommes rendus compte que le banc souffrait surtout de dépointé du faisceau, c'est-à-dire du basculement échantillonné sur les 37 pistons du miroir déformable, ce que l'on peut appeler un mode escalier. Ces modes de basculement en pistons ne sont ni dûs au miroir déformable, ni à l'interféromètre PISTIL spécifiquement, mais à l'ensemble du laboratoire qui émet diverses perturbations. Après avoir caractérisé ces variations de ces modes, j'ai proposé une stratégie simple de suppression de ces derniers, afin de pouvoir observer le plus finement possible le miroir au repos (best-flat). Cela m'a permis d'estimer la justesse absolue et la fidélité de toute la chaîne 'banc HIBISCUS + algorithmes' (Table 3.5), qui sont toutes deux inférieures à la dizaine de nanomètre (quelques mrad) avant et après suppression des modes de perturbation.

La justesse d'estimation, bien que de l'ordre du nm, dépend de multiples facteurs comme l'amplitude des modes à supprimer et l'erreur de commande du miroir, d'environ 2 nm. La validité de cette valeur n'est donc confirmée que pour l'utilisation de l'interféromètre PISTIL sur le banc HIBISCUS. En revanche, la fidélité est le paramètre clef qui confère à un utilisateur la confiance nécessaire pour travailler avec l'interféromètre PISTIL dans n'importe quelle situation. Cette fidélité est, dans le cas le pire, d'un peu moins de 5 nm RMS, ce qui représente, relativement à la longueur d'onde de caractérisation, un ratio de $\lambda_3/212$ RMS ($\lambda_3 = 1064$ nm). Cette précision est intéressante pour la caractérisation des bancs laser CBC pour le diagnostic de la boucle ouverte comme de la boucle fermée, cette dernière atteignant souvent une qualité de mise en phase de $\lambda/20$, voire $\lambda/50$. Comme nous savons que les modes globaux de basculement sont des perturbations sur le banc, nous pouvons les supprimer. Après leurs suppressions, la fidélité diminue jusqu'à $\lambda_3/1700$ RMS, ce qui garantit une haute exactitude pour travailler avec le miroir déformable.

La première utilisation du laboratoire HIBISCUS a été de démontrer la faisabilité

technique et algorithmique de l'interférométrie PISTIL à deux couleurs (section 3.2.2). Avec deux sources spécialement dédiées à cette démonstration, une rouge et une orange, nous avons pu réaliser cette expérience avec succès, menant ainsi à la validation de l'algorithme du Vernier optique. Pour aller plus loin, j'ai effectué une série de tests en aveugle en tandem avec le LAM et leur propre moyen de métrologie PSI, chacun effectuant des mesures de commandes du miroir déformable que j'avais prévues au préalable. De nouveau, les tests se sont avérés très satisfaisants, avec une concordance quasi-parfaite des mesures, à l'erreur de commande près [Rouzé et al., 2020b].

Dans un avenir proche, le banc HIBISCUS deviendra aussi un laboratoire d'analyse *a posteriori* des stratégies de contrôle-commande des lasers CBC. Un système de boucle de contrôle-commande du miroir va permettre de simuler le comportement d'un réseau de fibres laser en dynamique dans le temps.

Chapitre 4

Application sur un système laser à combinaison cohérente de 7 fibres amplifiées sur longue distance

Dans ce chapitre, j'introduis ma première application de l'interféromètre PISTIL sur un démonstrateur de laser à combinaison cohérente active embarqué, appelé LASBE. Le système, compact et transportable, est constitué de sept amplificateurs à fibre de 1.5 μm , 3 W. Il a été développé par l'équipe SLS de l'ONERA (Source Laser et Systèmes lidar) pour des applications nécessitant un dépôt de puissance élevé dans une faible zone angulaire sur une cible distante. La propagation laser en espace libre va être affectée par la turbulence atmosphérique. Cela va introduire des variations de la phase de chacun des faisceaux, demandant ainsi la mise en place d'un système de contrôle-commande compensant cette turbulence, c'est-à-dire prenant en compte la cible dans la boucle (*Target-In-the-Loop*, TIL). Un prototype de l'interféromètre PISTIL a été intégré sur le démonstrateur pendant ses dernières étapes de conception en 2018-2019, réalisant une première caractérisation en laboratoire. Le système LASBE a ensuite été emmené sur le terrain ONERA du Fauga-Mauzac (sud de Toulouse) pendant l'été 2019 pour des essais de mise en phase en situation réelle, avec une cible distante de 70 m à 1 km. Le dépouillement des données enregistrées par PISTIL a permis de mieux comprendre les essais de TIL-CBC, mettant en lumière les forces et les faiblesses du système en fonction de la turbulence. Les travaux conjoints du groupe SLS et de moi-même ont fait l'objet de plusieurs communications à des congrès [Bourdon et al., 2020, Bourdon et al., 2021, Lombard et al., 2021], ainsi qu'une publication dans une revue à comité de lecture [Rouzé et al., 2021c].

4.1 Présentation du laser LASBE

L'objectif du projet LASBE est de maximiser la puissance de sortie déposée sur une cible distante avec un système laser à combinaison cohérente de fibres amplifiées. L'opération se fait grâce à un système de contrôle actif des pistons de phase des faisceaux (Figure 4.1). Ce contrôle prend en compte les perturbations de phase engendrées par la propagation des faisceaux au travers de la turbulence atmosphérique. Le banc a été conçu et testé sur le site de l'ONERA Palaiseau avant d'être emmené sur le champ de test de l'ONERA Fauga-Mauzac (sud de Toulouse) pour faire une campagne d'essais en situation réelle (Figure 4.2).

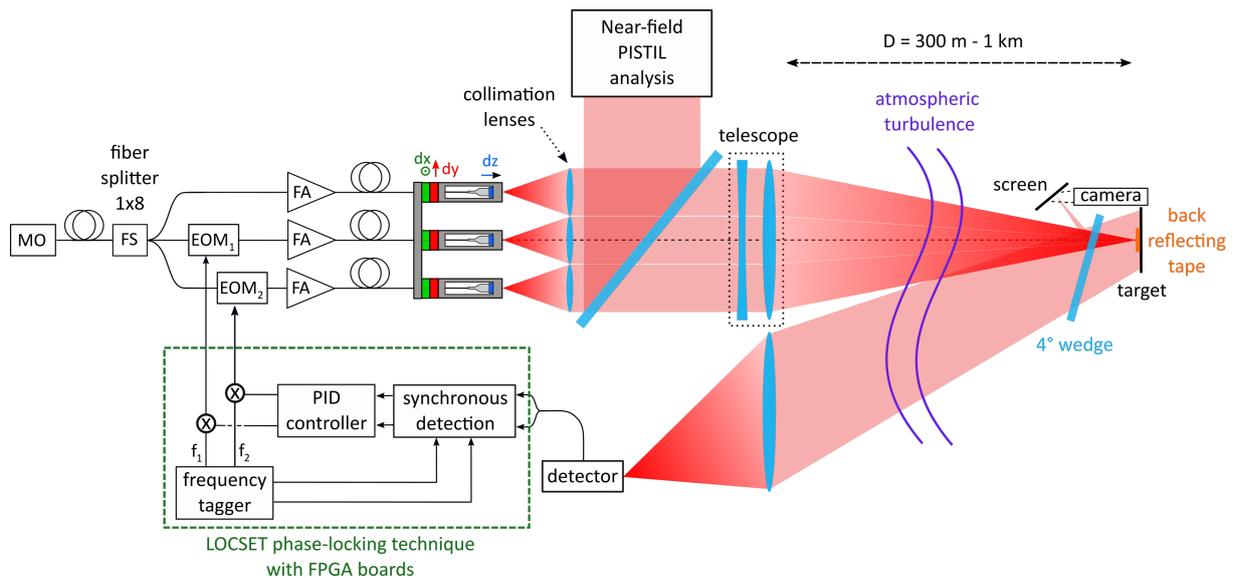


FIGURE 4.1 – Schéma de principe du banc laser LASBE avec seulement trois fibres (vue en coupe).
Courtoisie d'H. Jacqmin (ONERA/SLS).

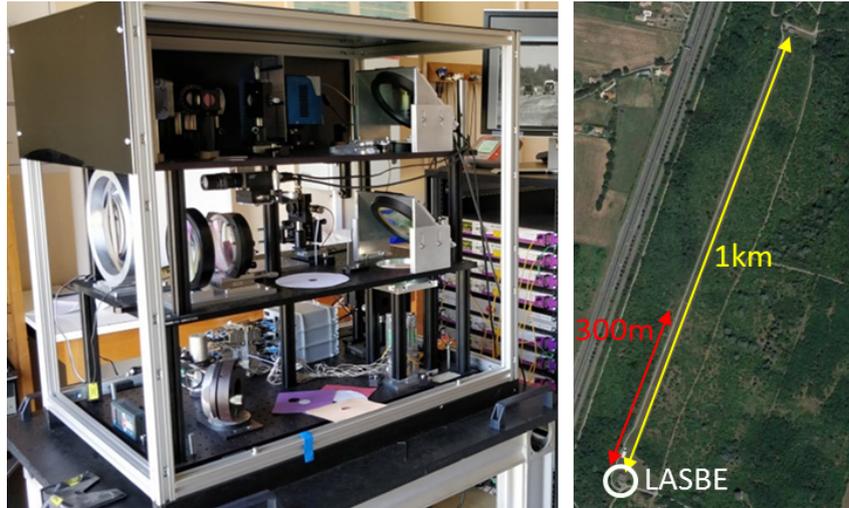


FIGURE 4.2 – Installation de LASBE dans le laboratoire des essais laser à l'ONERA Fauga-Mauzac. Nous distinguons à gauche la baie des amplificateurs, le premier étage contenant la tête optique et la connectique associée, le second étage avec les deux unités émission / réception, et un dernier étage avec l'interféromètre PISTIL. Le champ de tir laser d'un kilomètre de long est montré à droite, ainsi que la distance de 300 m où nous avons aussi effectués des tests

4.1.1 Le démonstrateur laser

Le démonstrateur LASBE est construit sur trois plateaux 'étages' comprenant la tête optique au premier étage, les unités d'émission et de réception des faisceaux au second étage et l'interféromètre PISTIL au troisième étage (Figure 4.2). Une baie comprenant des électroniques de contrôle et les amplificateurs, distincte du banc, peut être considérée comme le rez-de-chaussée.

Sources fibrées, et tête optique

L'architecture du banc se base sur un amplificateur maître (MOPA¹) délivrant une source laser DFB² de 40 mW de puissance, en régime continu à la longueur d'onde $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$. Le MOPA est ensuite séparé en 7 canaux fibrés (fibres à maintien de polarisation), grâce à un séparateur à fibres (*fiber splitter*) 1 vers 8 (une voie non utile). Six modulateurs de phase (EOM³) sont connectés en sortie des canaux pour intégrer le contrôle des phases relativement au septième canal laser et à la compensation prévue de la turbulence. Les 7 canaux sont ensuite connectés à des amplificateurs à fibres dopées erbium/ytterbium (FA⁴), délivrant ainsi en sortie des faisceaux de puissance moyenne de 3 W. Les amplificateurs sont intégrés dans une baie et un soin particulier a été apporté pour limiter les vibrations induites par les ventilateurs, car l'équipe SLS avait déjà identifié cette vibration comme étant contributrice de bruit dans la variation de phase en sortie de fibre [Lombard et al., 2014].

Les sorties fibrées des amplificateurs sont positionnées dans une tête optique composée

1. Master Oscillator Power Amplifier
2. Distributed FeedBack laser
3. Electro-optic modulators
4. Fiber amplifier

de sept montures électro-mécaniques et de la matrice des lentilles de collimation. Les caractéristiques de la tête optique sont données dans la Table 4.1 et un schéma de l'agencement en maille hexagonale est montré en Figure 4.3. Les montures permettent d'ajuster la position des fibres individuellement dans un plan (x, y) orthogonal à l'axe optique z pour réaliser un alignement fin, mais ne sont pas asservies. La fibre n'ayant pas d'EOM est placée au centre de la matrice.

TABLE 4.1 – Caractéristiques de la tête optique de LASBE.

Paramètre de la matrice de lentilles	Valeur
Longueur focale d'une lentille	100 mm
Diamètre d'une lentille	25.4 mm
Distance inter-faisceaux	27 mm
Waist du faisceau laser (rayon)	10 mm
Taux de remplissage sous-pupille	0.7
Diamètre de la tête	80 mm

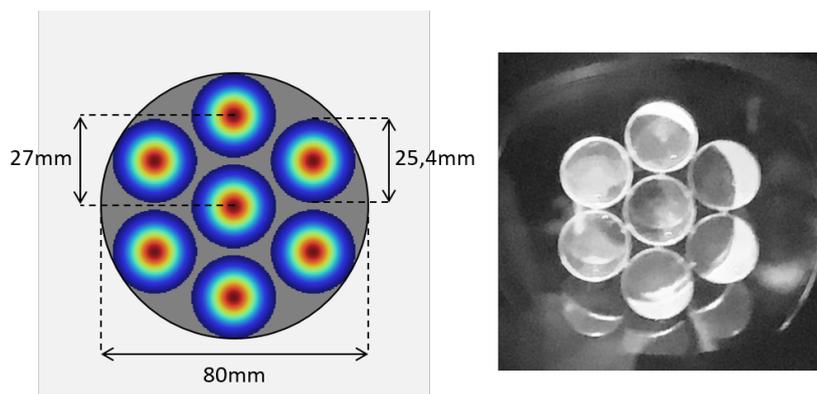


FIGURE 4.3 – Schéma d'agencement de la tête optique et photo sur le banc.

Émission des faisceaux, cible distante et réception du signal

Les sept faisceaux collimatés sont focalisés dans le plan cible à l'aide d'un afocal composé d'un doublet divergent et d'un doublet convergent de longueurs focales respectives de -420 mm et 500 mm. Ces optiques et leurs montures sont optimisées pour minimiser les aberrations optiques et les contraintes mécaniques. La distance entre les doublets est ajustée par une translation manuelle. Ainsi, la distance de focalisation s'étend de 50 m au km pour le fonctionnement nominal en extérieur, et un arrangement spécifique permet de focaliser sur une plus courte distance pour les tests de laboratoire. La hauteur du banc au niveau de la sortie de l'afocal est d'environ 1.5 m.

La cible est constituée d'une surface noire (faible albédo à $1.5 \mu\text{m}$) sur laquelle est collée un ruban réfléchissant à fort albédo (ratio de ~ 100). Elle est positionnée à hauteur des faisceaux pour faciliter l'alignement avant fermeture de la boucle de contrôle commande. La lumière rétro-diffusée par la cible est collectée par une lentille et focalisée sur une photodiode rapide afin de réaliser la boucle de contrôle-commande.

4.1.2 La boucle de mise en phase sur cible distante

Description générale de la boucle

Le laser LASBE utilise le LOCSET⁵ comme système de mise en phase avec cible dans la boucle. C'est une technique en champ lointain de marquage en fréquence de chaque canal (modulateur de phase + amplificateur) qui optimise la puissance contenue dans le lobe central, le *Power-In-the-Bucket* (PIB) de la figure d'interférence de la combinaison cohérente. Une modulation de phase radiofréquence (RF, autour du MHz) de faible amplitude est ajoutée à chaque faisceau par des générateurs de sinusoïdes RF. Il y a un décalage clairement discernable entre chaque canal (c'est-à-dire que les modulations RF sont par exemple décalées de 1 MHz). Le champ lointain est répliqué sur un détecteur (une photodiode). Il porte alors chaque marque de chaque faisceau et oscille en phase à la fréquence correspondante. Par découplage et détection synchrone, cette vibration peut être démodulée et donne ainsi accès à la variation de phase du faisceau concerné par rapport à tous les autres. Pour maximiser le PIB, il suffit alors d'implémenter une boucle de contrôle (typiquement un régulateur proportionnel-intégral) pour minimiser les différences de phases entre toutes les fibres. Il faut toutefois une boucle et un modulateur RF par fibre. Le schéma de la boucle est intégré au schéma de LASBE en Figure 4.1. Enfin, notons que le LOCSET fonctionne sur le banc en mode auto-référencé (*self-referenced*) : la phase d'une voie n'est pas modulée et sert de valeur de référence pour la boucle de contrôle-commande. Un complément d'information sur les performances atteintes par des équipes qui ont utilisé le LOCSET est disponible en annexe D.1.

Intégration dans le banc laser

Le laser fonctionnant en TIL-CBC, le premier signal d'intérêt contenant une information sur la variation de phase des canaux est le signal rétro-diffusé par la cible, collecté par la photodiode de l'unité de réception. Le signal électrique est amplifié et divisé en 6 canaux. Pour chaque canal, à l'exception du faisceau de référence, un module de détection synchrone génère un signal d'erreur proportionnel au déphasage entre le canal considéré et celui de référence. Cette démodulation RF est rendue possible grâce à un générateur d'oscillations RF connecté sur chaque EOM.

Les fibres vont accumuler deux perturbations de phase : une due à la variation de phase liée à la turbulence atmosphérique, et une autre liée au bruit de phase de l'amplificateur à fibre correspondant. Les temps caractéristiques de ces deux perturbations sont très distincts : pour la turbulence, la littérature indique un temps de cohérence de la perturbation de l'ordre de 1 à 10 ms, soit une fréquence de coupure de 1 kHz dans le cas le pire [Davis and Tango, 1996]; d'un autre côté, pour le bruit de phase de l'amplificateur, l'ordre de grandeur est plutôt de 10 kHz [Lombard et al., 2013]. Afin d'échantillonner correctement le bruit de phase et de distinguer la contribution des différents canaux, les fréquences de marquage du LOCSET doivent s'inscrire dans une octave et doivent être espacées d'au moins environ $\sim 10 \times$ la fréquence de coupure du bruit de phase, soit 1 MHz. L'opposée de la somme des deux perturbations sera ainsi réinjectée dans la boucle grâce à un correcteur PI (proportionnel-intégral) qui minimise les signaux d'erreurs, et donc la

5. *Locking of Optical Coherent by Single-detector Electronic-frequency Tagging*

différence de phase entre tous les faisceaux. Pour chaque canal, l'opération est assurée par un ordinateur temps réel dédié qui permet d'atteindre le mHz.

Lorsque la boucle est active, les pistons de phase de chaque faisceau sont égaux à l'opposé de la perturbation de phase causée par la variation de turbulence entre chaque tour de boucle $\Delta\varphi_{0,n}^{Tb}(t)$, plus la variation différentielle du bruit de phase de l'amplificateur $\delta\varphi_{0,n}^A$:

$$\varphi_{0,n}(t) = -\Delta\varphi_{0,n}^{Tb}(t) + \delta\varphi_{0,n}^A + \varphi_{0,1}(t) \approx -\Delta\varphi_{0,n}^{Tb}(t) + \varphi_{0,1}(t) \quad (4.1)$$

De plus, le dernier terme provient de la correction auto-référencée par rapport à la fibre 1 encodée dans l'algorithme. Lors des expériences hors du laboratoire, nous ferons l'hypothèse que le bruit de phase est très faible par rapport aux variations de phase induites par la turbulence, à échelle de temps identique. Nous écrirons donc $|\Delta\varphi_{0,n}^{Tb}| \gg |\delta\varphi_{0,n}^A|$; une relation empirique qui s'est avérée relativement proche de nos observations. Elle est aussi soutenue par la différence des fréquences caractéristiques des deux phénomènes. Par conséquent, l'interféromètre PISTIL placé au niveau du champ proche va mesurer une estimation en pistons de la variation de phase due à la turbulence.

4.1.3 Un PISTIL pour LASBE

Montage de l'interféromètre

L'interféromètre PISTIL est installé dans le troisième étage du système laser (voir Figure 4.4), côté émission. Le champ proche est ré-imagé par un afocal de grandissement $G_C = -1/20$ sur le masque à trous M1 ($C_n C_m = 1.35$ mm, $R_T = 0.3$ mm). Le réseau infrarouge RI ($p_g = 97$ μm) est utilisé et positionné à une distance $z_{opt} \approx 0.8$ cm, puis un afocal de grandissement $G_P = 2.5$ est utilisé pour imager le pistilogramme sur la caméra InGaAs XENICS (320×256 pixels², pas pixel de 30 μm , cadence 60 Hz). Les équipements sont présentés avec plus de détails dans la section 3.1.2. Bien que l'intégration de l'analyseur ait été décidée pendant les dernières étapes de construction du banc CBC, l'adaptation des composants a été facilitée par la souplesse du dimensionnement, permettant une préparation rapide d'un interféromètre en fonction du cahier des charges LASBE et de l'inventaire (voir section 2.1.4). Un exemple de pistilogramme enregistré sur le banc est montré en Figure 4.5.

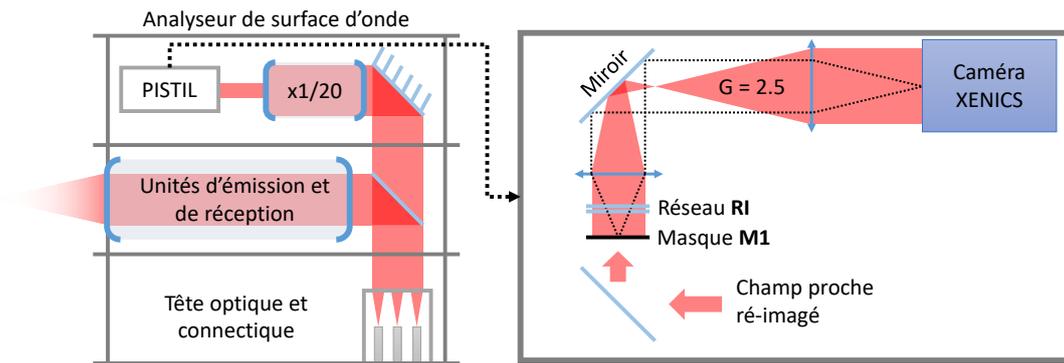


FIGURE 4.4 – Schéma du montage de l'interféromètre PISTIL dans le troisième étage de LASBE.

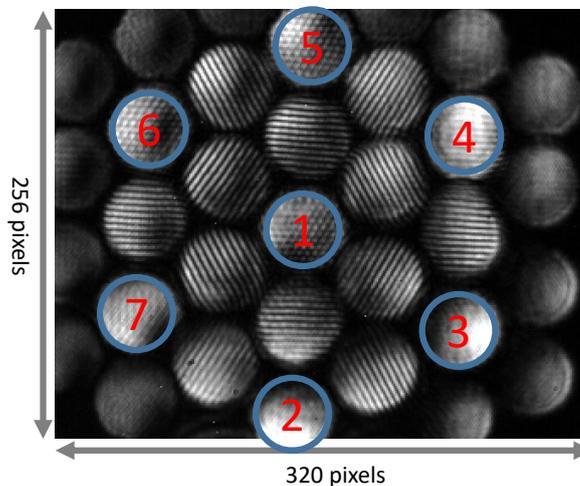


FIGURE 4.5 – Pistilogramme du champ proche du laser LASBE. Bien que légèrement décentré, il reste parfaitement exploitable.

Spécificité du traitement liée au contrôle-commande LOCSET auto-référencé

La majeure partie du traitement des pistilogrammes acquis avec l'analyseur seront traités avec l'algorithme de la section 2.2. Les tips/tilts individuels ne seront pas extraits car il n'y a pas de contrôle de ces derniers sur le démonstrateur. Lorsque la boucle est ouverte, les variations de phase acquises pour chacun des canaux seront égales au bruit de phase de l'étage d'amplification associé. Aucune correction n'est requise. Lorsque la boucle est fermée, les variations de phase des fibres 2 à 7 seront soustraites d'une fois la variation de la fibre 1 qui est prise comme référence dans le LOCSET.

Nous avons désormais introduit l'intégralité du banc LASBE, y compris le montage de l'interféromètre PISTIL. Dans la prochaine section, nous allons discuter de la caractérisation du banc et des résultats obtenus lors d'une campagne de mesure réalisée en été 2019 sur le site de l'ONERA Fauga-Mauzac.

4.2 Résultats

Les résultats sont séparés en deux sous-sections : caractérisation/diagnostic du laser pendant sa conception, et collection de données sur la qualité de la mise en phase en fonction de la turbulence pendant la campagne de mesure au sud de la France. La numérotation des fibres est disponible dans le marque-page 0.1.

4.2.1 Caractérisation du fonctionnement nominal en laboratoire

A Palaiseau, dans le laboratoire du DOTA où le banc LASBE a été construit, il est possible de tester la performance maximale de la mise en phase par LOCSET sans turbulence (si l'on néglige la faible perturbation de l'air dans un laboratoire sans fenêtres et aux portes fermées). Pour ce faire, une cible est installée face à l'unité d'émission au fond du laboratoire (~ 15 m environ). Les faisceaux sont correctement alignés un-à-un sur le scotch rétro-fléchissant. Une caméra infrarouge est placée légèrement en biais de la cible pour aider l'utilisateur du laser à faire cet alignement. La durée d'un alignement compte comme un temps de stabilisation thermique du système. Ceci fait, les sept faisceaux sont tous allumés et la boucle LOCSET est fermée. L'acquisition des pistilogrammes démarre au même moment. La même mesure est réalisée aussi en boucle ouverte. Des courbes d'évolution des phases des fibres dans les deux cas sont montrées en Figure 4.6.

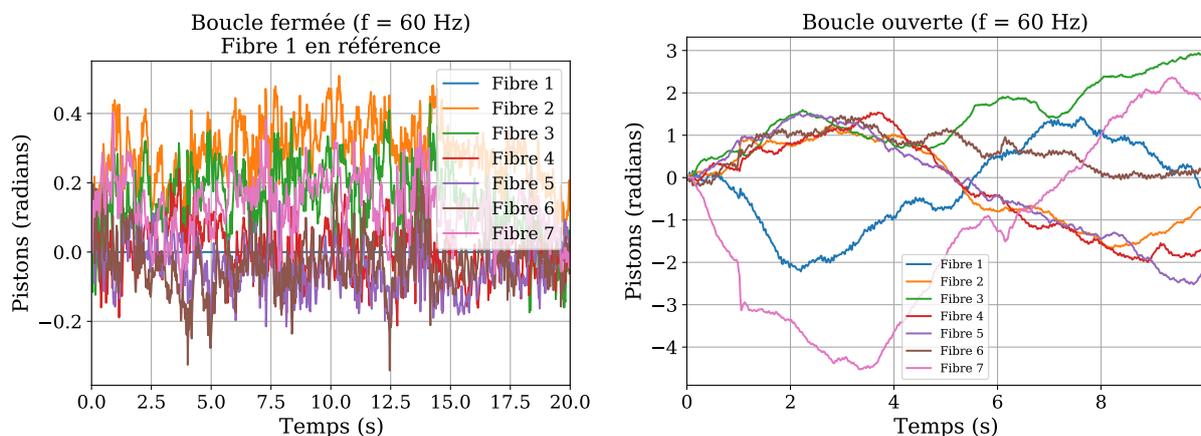


FIGURE 4.6 – Variation des phases des faisceaux en boucle fermée et ouverte (échantillonnage 60 Hz). La série de la fibre 1 est soustraite de 6 autres dans le cas de la boucle fermée, car elle est la série de référence de la correction du LOCSET. Ce n'est pas le cas en boucle ouverte, donc nous n'avons pas à la soustraire.

Dans les deux cas, l'écart-type temporel des relations de clôture (somme des différences de phase voisines, évaluant leur bruit d'estimation) vaut en moyenne $\lambda/250$ RMS dans le cas le pire. Le coefficient de proportionnalité entre les écarts-types temporels des phases et ceux des différences de phase est d'environ $\sqrt{2}$, ce qui approche la proposition théorique de l'Eq.(2.49).

Boucle fermée en laboratoire

Avec l'interféromètre PISTIL, j'ai pu estimer les écarts-types temporels des phases des fibres en boucle fermée. Leurs valeurs varient autour des 0.089 radians, soit une qualité de mise en phase de $\sigma_T = \lambda/70$ RMS environ obtenue grâce à la boucle LOCSET. Lorsque l'on considère la surface d'onde créée par les 7 phases des fibres, la valeur moyenne de son écart-type spatial est d'environ $\sigma_S = \lambda/50$. Les auteurs [Nabors, 1994, Goodno et al., 2010b] considèrent que le rapport de Strehl ($SR = 1 - \sigma_S^2$, avec σ_S en radians) est à peu près égal à l'efficacité totale de combinaison η_{brute} . Cela nous conduit à écrire que l'efficacité de combinaison est proche de l'optimum dans le laboratoire ($SR = 0.99$). Le PIB du champ lointain, montré en Figure 4.7, a été mesuré numériquement à 53% de la puissance totale de l'image, grâce aux données enregistrées par la caméra au niveau de la cible [Bourdon et al., 2021]. Le résultat obtenu est donc proche des ~63% de la théorie. J'ai confirmé cette valeur en effectuant une simulation numérique de la propagation d'un modèle réduit du laser. Les phases des faisceaux ont été choisies aléatoirement dans une loi Normale d'écart-type $\lambda/70$.

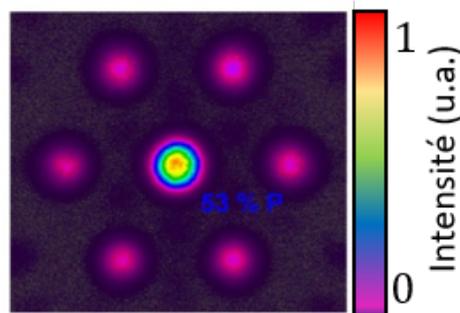


FIGURE 4.7 – Figure d'interférence constructive de la combinaison cohérente des faisceaux laser de LASBE dans le laboratoire [Bourdon et al., 2021].

D'une manière similaire à l'étude menée sur le banc HIBISCUS (Figure 3.22), j'ai décomposé la surface d'onde segmentée générée par les séries temporelles sur la base modale, qui ne contient cette fois que 7 éléments, dont le tip global et le tilt global en modes de pistons. Les courbes issues de cette décomposition sont montrées dans la Figure 4.8. Nous constatons la présence dominante des modes de basculement en pistons comme sur le banc HIBISCUS.

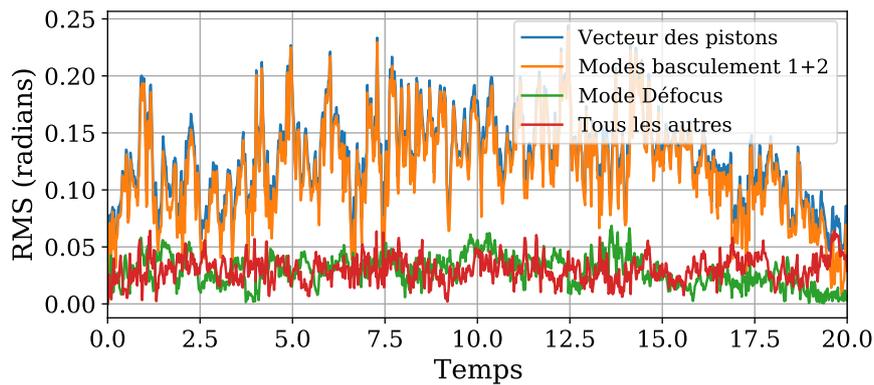


FIGURE 4.8 – Décomposition modale de la boucle fermée durant le test en laboratoire. Attention : les termes sont exprimés en radians de phase, et non en angles d'inclinaisons (pour les basculements).

L'origine de ces modes de basculement en pistons est principalement liée au dépointé du laser corrigé par la boucle LOCSET ainsi qu'au basculement relatif entre le champ proche et l'interféromètre PISTIL. Cependant, comme nous l'avons estimé sur le banc HIBISCUS, ce dernier a une valeur RMS bien plus petite que 0.1 rad (~ 0.04 rad), et est donc dans le niveau de bruit par rapport aux mesures obtenues sur LASBE.

Pour compléter la caractérisation PISTIL de la boucle, la valeur de la qualité de mise en phase temporelle de $\lambda/70$ est co-validée par une mesure effectuée par démodulation I/Q de la phase résiduelle d'une des fibres en boucle fermée, avec une bande passante plus étendue (jusqu'à 10 kHz) grâce à l'utilisation de photodiodes. Cette mesure a été faite un peu avant mon travail de thèse sur le banc, malgré sa faible bande passante limitée par l'utilisation de la caméra Xenics disponible dans l'inventaire, l'interféromètre PISTIL amène aux mêmes conclusions que la mesure I/Q. De plus, il permet les analyses de toutes les fibres en une seule mesure. Les densités spectrales de puissance sont comparables dans l'intervalle accessible par PISTIL (Figure 4.9, bande passante PISTIL par rapport à la mesure I/Q signalée par le rectangle à bordures noires), montrant au passage l'un des bénéfices possibles de l'installation de l'analyseur sur un banc CBC.

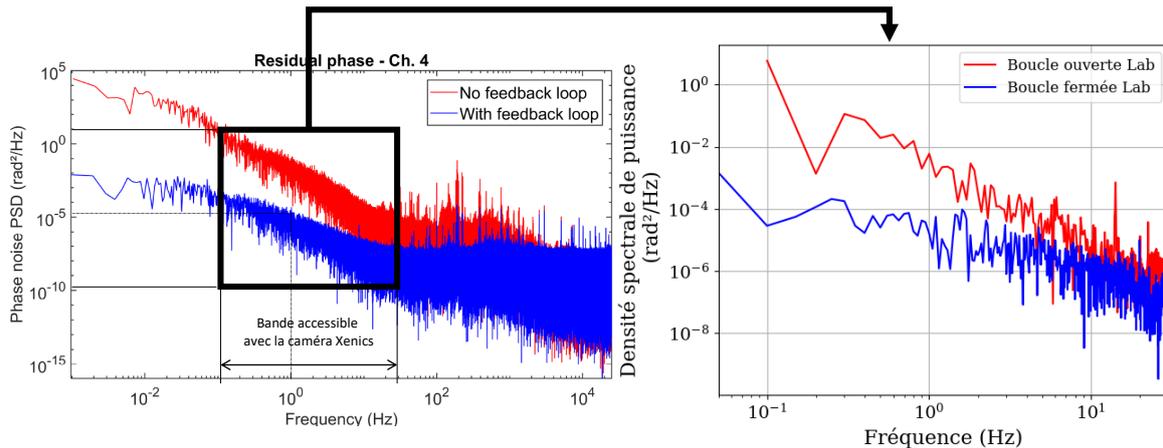


FIGURE 4.9 – Densités spectrales de puissance obtenues sur le banc LASBE par mesure I/Q (limitée par le bruit de mesure au delà du kHz) à gauche et interférométrie PISTIL à droite pendant la caractérisation du LOCSET (bande passante accessible par le prototype PISTIL signalée par le rectangle à bordures noires à gauche). Il y a une différence d’ordonnée à l’origine pour la boucle ouverte mesurée par PISTIL qui est *a priori* due aux conditions de l’expérience.

Boucle ouverte en laboratoire

Lorsque la boucle de contrôle est ouverte, l’interféromètre PISTIL mesure les bruits de phase des 7 amplificateurs Er/Yb (Figure 4.6), soit des valeurs $\varphi_{0,n}^A(t)$. En calculant une dérivée par morceau de chaque phase mesurée, nous pouvons estimer la valeur moyenne de vitesse d’évolution de la phase à environ 0.5 rad/s ($\lambda/12.5$ par seconde) en valeur absolue. L’amplitude totale d’évolution de la phase, d’à peu près 6 radians ($\sim 1\lambda$), correspond assez bien avec une précédente caractérisation faite par l’équipe SLS d’un amplificateur similaire à ceux intégrés dans LASBE (voir [Lombard et al., 2015], Figure 6 courbe verte). Ce rapide regard sur la boucle ouverte soutient l’hypothèse d’un différentiel de bruit d’amplification très faible devant celui de la turbulence une fois le laser mis en situation réelle.

Reconnaissance d’une perturbation en boucle fermée

Enfin, j’ai mené un dernier test avec l’interféromètre : la réponse à une perturbation pendant la mise en phase. C’est aussi un test de robustesse pour la boucle de contrôle-commande. Lorsque cette dernière est fermée, nous émettons une légère pression sur le banc afin de le décaler légèrement selon l’axe horizontal du laboratoire. Cela simule une variation soudaine de la turbulence atmosphérique, pouvant dévier fortement le faisceau par exemple. Il résulte de notre test des variations discernables sans calculs de la forme de modes de basculement des pistons de phase : la boucle de contrôle commande compense la perturbation reçue et l’interféromètre PISTIL est bel et bien réceptif à cette opération (voir Figure 4.10). Il est donc qualifié pour accompagner le banc LASBE dans sa campagne de test.

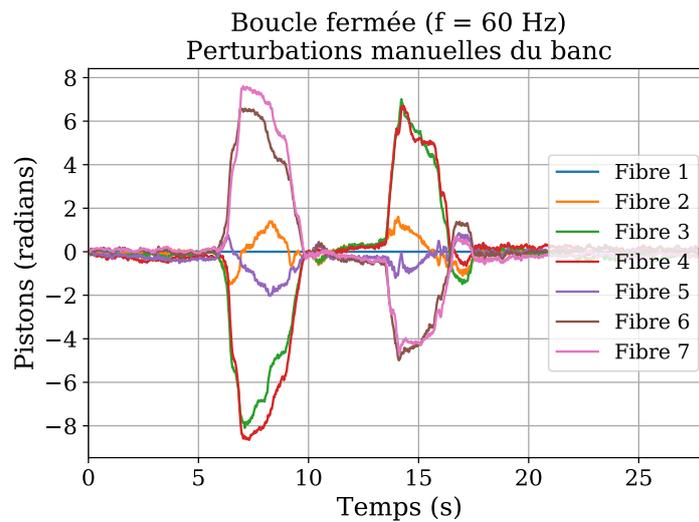


FIGURE 4.10 – Analyse des variations de phase en boucle fermée pendant une perturbation manuelle appliquée au banc laser. Les pressions sur le banc ont eu lieu à peu près 6 secondes après le début de l’enregistrement, puis 6 secondes plus tard. Ces événements sont clairement retranscrits par l’analyseur. Le motif en papillon, avec des variations opposées des fibres symétriques, suggère la compensation du basculement introduit.

4.2.2 Caractérisation de la combinaison cohérente sur longue distance au travers de la turbulence atmosphérique

A propos de la turbulence

La turbulence atmosphérique est à l’origine un phénomène thermo-mécanique d’un fluide. L’air, ou plutôt les différentes couches d’air qui composent l’atmosphère terrestre, sont constamment en mouvement d’écoulement les unes par rapport aux autres et échangent par conséquent de la chaleur. Les variations locales ou globales de la température et de la pression de ces couches d’air accélèrent ou ralentissent ces dernières, créant irrémédiablement des tourbillons qui vont échanger de l’énergie avec d’autres couches d’air, et perdre petit à petit leur dynamique et leur dimension spatiale caractéristique jusqu’à s’évaporer (Figure 4.11). C’est la théorie de la cascade turbulente de Richardson-Kolmogorov [Richardson, 1922, Kolmogorov, 1941].

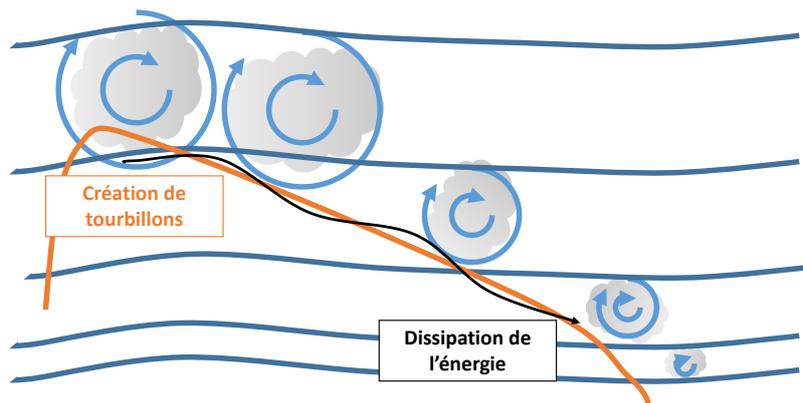


FIGURE 4.11 – Illustration de la cascade turbulente de Richardson-Kolmogorov. Les gros tourbillons sont générés par de grosses quantités d'énergie (courbe orange) qui se dissipe petit à petit par friction puis viscosité moléculaire avec la diminution de l'échelle de turbulence (hautes fréquences spatiales).

Ces écoulements turbulents de l'air vont influencer sur la valeur de l'indice de réfraction du milieu en fonction principalement de la taille du tourbillon. Dans sa théorie, Kolmogorov a modélisé la densité spectrale de puissance de l'indice de réfraction en fonction de la fréquence spatiale et de la hauteur des phénomènes considérés :

$$\Psi_{\Delta n}(\nu, h) \propto 0.033(2\pi)^{2/3} C_n^2(h) \nu^{-11/3} \quad (4.2)$$

Avec $C_n^2(h)$ que l'on appelle la constante de structure de turbulence (unité $\text{m}^{-2/3}$), qui varie principalement en fonction de l'altitude h [Monin and Obukhov, 1957]. Le C_n^2 est parfois appelé 'force de turbulence', notamment en anglais. C'est un paramètre important, qui permet de déterminer quel régime de turbulence est défini dans la couche d'air considérée. Le modèle de Kolmogorov ne représente que le domaine inertiel de la turbulence, car intégré d'un bout à l'autre du spectre, on trouve une variance (donc une énergie) infinie. Il peut être raffiné par des notions d'échelles caractéristiques limitant la DSP à gauche et à droite, comme l'ont suggéré plus tard von Kármán [von Kármán, 1948] ou Tatarskii [Tatarskii and Gertsenshtein, 1963].

Les variations de l'indice de réfraction vont induire des variations locales du déphasage des ondes qui traversent la turbulence atmosphérique. Les travaux de Kolmogorov, von Kármán et Tatarskii ont menés les mathématiciens à écrire une densité spectrale de puissance pour des variations de phase :

$$\Psi_{\varphi}(\nu) \propto \kappa \nu^{-11/3} \quad (4.3)$$

Pour cette DSP, les travaux de Fried ont montré qu'il existe une échelle caractéristique, appelée paramètre de Fried r_0 , telle que la variance locale de la phase vaut 1 rad^2 dans un disque de diamètre r_0 [Fried, 1965]. La DSP est alors aussi proportionnelle à $r_0^{-5/3}$. Le paramètre de Fried est lié au C_n^2 et à la longueur d'onde λ d'un champ électrique traversant longitudinalement la turbulence d'une distance Z par la relation simplifiée suivante :

$$r_0 \propto Z^{-3/5} \lambda^{-6/5} (C_n^2)^{-6/5} \quad (4.4)$$

Sa valeur varie entre quelques dizaines de centimètres (turbulence faible) à quelques millimètres (turbulence forte). Le C_n^2 ne dépend plus de l'altitude h puisque

nous sommes (et serons) dans le cas d'une propagation horizontale où l'altitude est considérée comme relativement constante. Une pupille laser de diamètre inférieur à r_0 se propageant au travers de la turbulence formera une tache focale limitée par la diffraction, tandis qu'une pupille de diamètre supérieur à r_0 sera limitée par la turbulence et formera une tache focale équivalent à une pupille de taille du paramètre de Fried. Pour les applications multi-pupilles, telle que la combinaison cohérente, il va être nécessaire que r_0 soit plus grand ou égal au diamètre total de la tête optique, et il faut donc mesurer la valeur du r_0 au moment de la mise en phase [Bennaï, 2010, Spencer et al., 2014].

Conditions et opérations durant la campagne de mesure à l'ONERA Fauga-Mauzac

Le démonstrateur LASBE a été transporté sur le site du Fauga-Mauzac en Juillet 2019. Le site dispose d'un champ de 1 km de long pour les essais de propagation laser en espace libre. Le système CBC a été installé dans le laboratoire pour les essais correspondants (Figure 4.2). La cible a été positionnée dans un camion, toujours à hauteur du banc (1.5 m), avec une table optique dédiée pour observer la figure d'interférence du champ lointain (voir Figure 4.1) : une lame séparatrice est installée sur le chemin optique pour collecter une partie du faisceau sans compromettre la boucle de contrôle-commande. Cette partie du faisceau est ensuite imagée telle quelle sur une caméra IR (640×512 pixels², 15 μm de pas pixel, cadence 30 Hz). Les données du camion sont envoyées par Wi-fi en temps réel à l'utilisateur du laser dans le laboratoire.

Les conditions météorologiques ont été mesurées sur site avec une station météo installée à quelques dizaines de mètres du laboratoire. Les résultats-types sont disponibles en Table 4.2.

TABLE 4.2 – Conditions météo pendant la campagne d'essais de Juillet 2019.

Paramètre	Valeur
Pression	1 atm
Vitesse du vent	< 3 m/s
Température moyenne min.	17°C
Température moyenne max.	29°C
Pluie?	Non

La constante de structure C_n^2 a été enregistrée pendant les tests avec un scintillomètre fonctionnant à 880 nm de longueur d'onde (BLS900, Scintec). Le paramètre de Fried est calculé par le logiciel inclus avec l'instrument. Les variations de C_n^2 vont de $10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ et moins (turbulence faible) à $10^{-12} \text{ m}^{-2/3}$ (turbulence forte). Nous avons mené nos essais de mise en phase soit le matin, soit à partir de la fin d'après-midi jusqu'à 2h00 du matin, pour éviter le régime des turbulences fortes du midi. Une courbe typique de variation du C_n^2 est montrée en Figure 4.12.

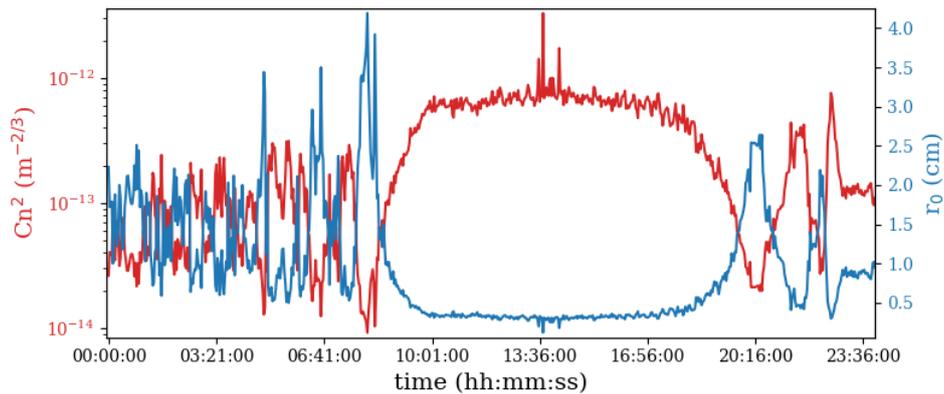


FIGURE 4.12 – Mesures de la force de turbulence par scintillométrie le 10 Juillet 2019. Notons la grande différence des valeurs du paramètre de Fried entre la journée et la soirée/nuit.

L'opération de mise en phase est précédée par une étape d'alignement du laser, d'abord grossier en retrouvant la tache d'un faisceau allumé sur l'écran cible, puis fin, en alignant un à un les faisceaux. Une fois fait, la boucle LOCSET est fermée pour démarrer une mise en phase TIL. Cette mise en phase a fonctionné avec succès pour différentes valeurs de C_n^2 et distances de test, allant de 70 m à 311 m puis 1024 m. Des exemples des figures d'interférences moyennées du champ lointain sont montrées en Figure 4.13 - gauche.

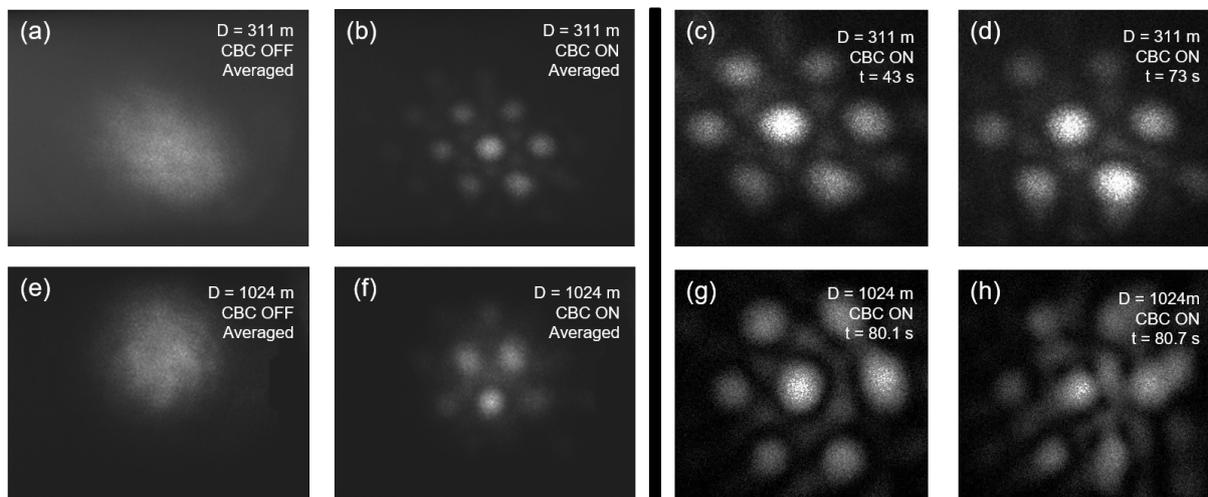


FIGURE 4.13 – Images du champ lointain du laser en boucle ouverte et fermée à 311 m et à 1024 m. (a) et (e) montrent des images moyennées en boucle ouverte pour les deux distances associées. (b) et (f) montrent des images moyennes avec le LOCSET actif. Les images de droite sont des captures instantanées agrandies du champ combiné montrant son évolution et sa répartition de puissance au cours du temps et en fonction de la distance.

Les images instantanées (Figure 4.13 - droite) dévoilent des perturbations du champ lointain combiné *a priori* dues à la turbulence atmosphérique. Nous avons notamment observé une fuite de puissance du lobe central vers les lobes externes à 311 m, et en plus une distorsion plus sévère de la figure d'interférence à 1024 m.

Nous avons ensuite effectué une mesure approchée du PIB⁶ en intégrant la puissance contenue dans le lobe central, puis en divisant par la puissance contenue dans un disque entourant les premiers lobes secondaires. Les valeurs du PIB en fonction de la distance sont données dans la Table 4.3. Ces valeurs sont inférieures aux théories et simulations disponibles dans la littérature d'environ 10% [Lachinova and Vorontsov, 2008, Spencer et al., 2014, Jabczyński and Gontar, 2020]. Cet écart peut s'expliquer par le fait que les conditions de turbulence simulée sont plus favorables dans les articles cités. Nous avons aussi observé que l'augmentation de puissance dans le lobe central double en moyenne lorsque l'on passe de la boucle ouverte à la boucle fermée.

TABLE 4.3 – PIB du lobe central en fonction de la distance.

Distance	à 70 m	à 311 m	à 1024 m
PIB	33%	23%	19%

La courbe du premier panneau de la Figure 4.14 montre l'évolution du PIB normalisé par sa valeur maximale dans l'une des expériences pendant une séquence de boucle fermée/ouverte/fermée, à une distance de test de 311 m et un C_n^2 de $2 \cdot 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$.

Pendant ce temps, l'interféromètre PISTIL a aussi mesuré l'évolution temporelle des phases des faisceaux, auxquelles j'ai soustrait la phase du faisceau central en boucle fermée comme en boucle ouverte (Figure 4.14, second panneau). De très faibles variations sont observées jusqu'à l'ouverture de la boucle, en corrélation avec la diminution du PIB. Pendant les 50 secondes de course libre, les phases évoluent d'un peu moins d'une soixantaine de radians d'amplitude totale (soit moins de 10λ). Cette plus longue course de phase que celle observée pendant les tests en laboratoire peut s'expliquer par deux arguments : le premier est bien sûr un temps d'analyse plus long et le second est la durée d'activité des amplificateurs (plusieurs heures à une température supérieure en moyenne à celle du laboratoire).

Lorsque l'opérateur laser ferme à nouveau la boucle de contrôle-commande, l'algorithme LOCSET stabilise les phases par rapport à une nouvelle référence qui optimise la puissance réfléchiée par la cible, et cela à une cadence supérieure à celle de l'interféromètre. Par conséquent, comme la mesure présentée en Figure 4.14 prend comme référence la première boucle, il est normal de voir les phases se stabiliser aux multiples de π ou $\lambda/2$ les plus proches.

6. Power-In-the-Bucket

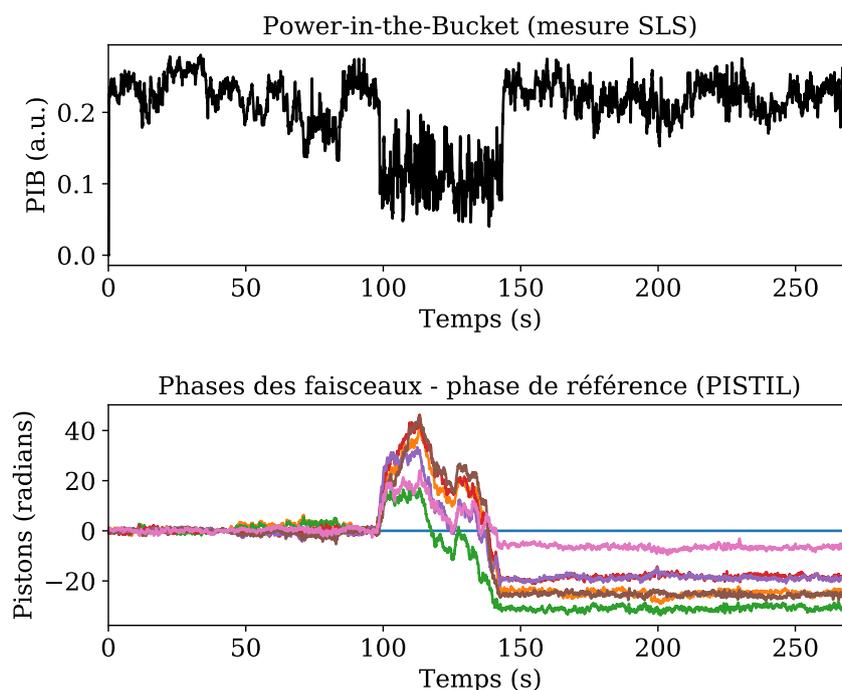


FIGURE 4.14 – Mesures du PIB normalisé et des phases des faisceaux lors d’une séquence d’enregistrement comprenant deux mises en phases à 311 m avec $C_n^2 = 2.10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$, entrecoupées d’une période de boucle ouverte.

Maintenant que j’ai présenté dans les grandes lignes les conditions expérimentales et les données sur lesquelles nous pouvons nous appuyer pour qualifier la mise en phase, nous allons discuter dans la section suivante de l’explication de la fuite de puissance du lobe central vers les lobes secondaires, puis, en menant une nouvelle étude sur l’analyse par DSP des séries temporelles en boucle fermée.

Analyse de la variation d’enveloppe du faisceau en boucle fermée par une comparaison champ lointain et champ proche

La combinaison cohérente de faisceaux élémentaires par correction du piston seulement est efficace pour les courtes distances ou les conditions de turbulence moyenne (disons $C_n^2 \lesssim 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$). Lorsque nous nous mettons à la limite de ces conditions, le premier effet dégradant le champ lointain et la qualité de combinaison est une fuite de puissance du lobe central se diffusant dans la figure d’interférence, que l’on repère rapidement par une augmentation de la puissance de un ou plusieurs lobes secondaires (visible dans la Figure 4.13). Cette détérioration du champ est corrélée avec une diminution du PIB et une variation des phases des fibres (voir Figure 4.14). Nous proposons de conjecturer sur les variations spatiales de phase provoquées par la turbulence atmosphérique, puis de montrer que la compensation par pistons provoque en champ lointain un déplacement d’une enveloppe modulant le motif des faisceaux, tout en conservant un verrouillage sur la cible rétro-réfléchissante, de manière certaine à 311 m, avec difficulté à 1024 m.

Dans nos expériences, la variation de phase causée par la turbulence atmosphérique peut être approchée par une variation de tip-tilt global dont la taille caractéristique est

sensiblement celle de la pupille totale du laser (r_0 similaire à la pupille), et dans le cas d'une turbulence forte (r_0 plus petit que la pupille), des fragments de tip-tilt de dimension proche de celle d'un faisceau élémentaire. Les calculs des variances de Noll [Noll, 1976] de la projection de la phase turbulente sur la base des polynômes de Zernike soulignent qu'une zone de taille r_0 est dominée par une aberration de tip/tilt global (sous l'hypothèse d'une turbulence type Kolmogorov, illustration Figure 4.15). Le tip/tilt global peut être échantillonné par les 7 fibres élémentaires en escalier de pistons, qui représentent des pixels de phase dont le LOCSET estime les valeurs moyennes locales.

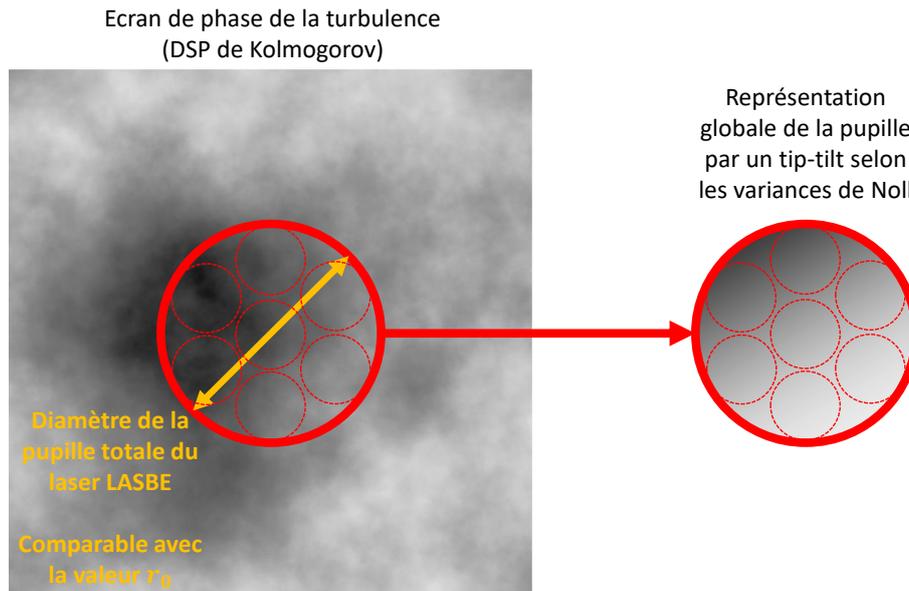


FIGURE 4.15 – Illustration de la variation de phase dans un diamètre égal à la pupille de LASBE. La turbulence est aléatoirement générée à partir de la densité spectrale de puissance de phase de Kolmogorov. La zone entourée en rouge représente la pupille du laser, et a à peu près la même valeur que le paramètre de Fried utilisé, ce qui fait apparaître, du moins visuellement, les composantes tip et tilt globaux, qui sont extraites dans la pupille de droite.

Pour confirmer la conjecture, nous avons supposé la valeur du r_0 à partir des données collectées par le BLS900 (Figure 4.12), avec un redimensionnement par rapport à la longueur d'onde du laser LASBE ($1.5 \mu\text{m}$) et la distance de propagation, en utilisant l'Eq.(4.4). De plus, comme nous focalisons les faisceaux sur la cible, il faut considérer un cas de propagation d'une onde sphérique au travers de la turbulence, ce qui revient à multiplier le paramètre de Fried d'un facteur ~ 2 [Tyson, 1991]. Par exemple, pour $C_n^2 \sim 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$, nous obtenons des valeurs de r_0 d'environ 10 cm à 311 m et 5 cm à 1024 m.

Ces valeurs du paramètre de Fried sont comparables avec la pupille totale du laser (8 cm). Cela nous a mené à considérer la correction de la turbulence atmosphérique par rampe de phase formée par les pistons. Diverses simulations d'autres auteurs, comme [Hyde et al., 2014, Spencer et al., 2014, Spencer and Brennan, 2017] soutiennent notre déduction. Nous confirmons donc que la correction est robuste pour la combinaison à 311 m, car il n'y a qu'un seul tip/tilt global à échantillonner sur les 7 sous-pupilles (cas de la Figure 4.15). Elle perd en efficacité pour le cas 1024 m car le r_0 peut évoluer en dessous de 8 cm. Cependant, nous avons observé des parties de séquences fonctionnelles,

ce qui suppose que l'évolution temporelle de r_0 peut être de quelques centimètres durant quelques minutes.

La Figure 4.16 nous aide à déchiffrer la compensation d'un tip global α de la turbulence par des pistons de phase calculés par le LOCSET pour maximiser la puissance déposée sur la cible. C'est cette même compensation qui provoque une fuite de puissance du lobe central vers les lobes secondaires, en verrouillant toutefois la position des lobes.

Nous démontrons la précédente proposition avec un modèle simple de combinaison cohérente avec un résidu de tip compensé par le piston de chaque faisceau, disponible en annexe D.2. Le principal résultat est illustré en Figure 4.17. Il souligne le décalage d'une enveloppe modulant le motif de combinaison. A partir de ce modèle, nous avons conclu que l'estimation du barycentre expérimental de la figure d'interférence renseigne directement sur le tip/tilt résiduel. Par extension, la mesure du barycentre est une approximation du tip/tilt global de la phase turbulente (au sens de Noll).

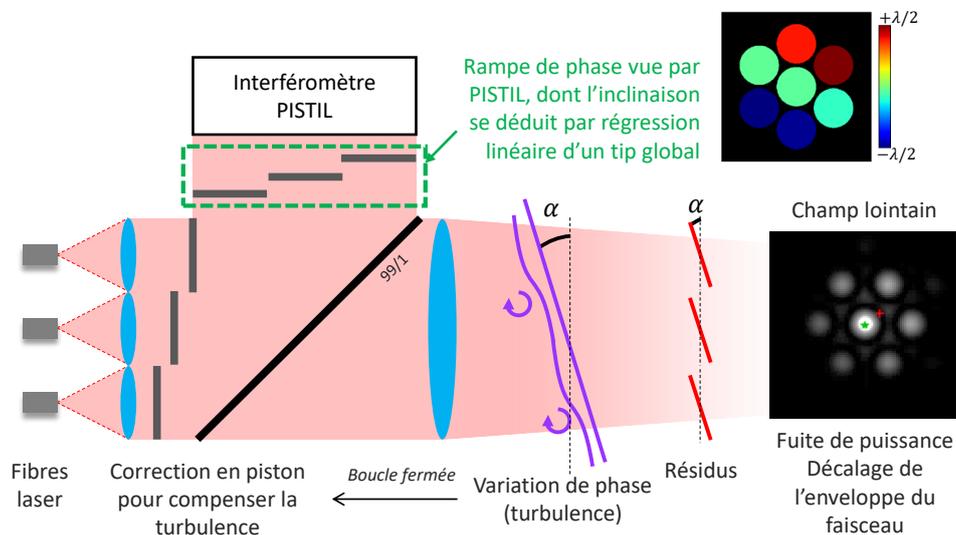


FIGURE 4.16 – Schéma de la correction par piston du tip/tilt de la turbulence atmosphérique provoquant la fuite de puissance visible dans le champ lointain. La rampe de phase est aussi clairement visible par l'interféromètre PISTIL (données expérimentales montrées dans le schéma). Dans le champ lointain, le barycentre théorique de la Figure d'interférence est l'étoile verte, tandis que la croix rouge représente son barycentre expérimental.

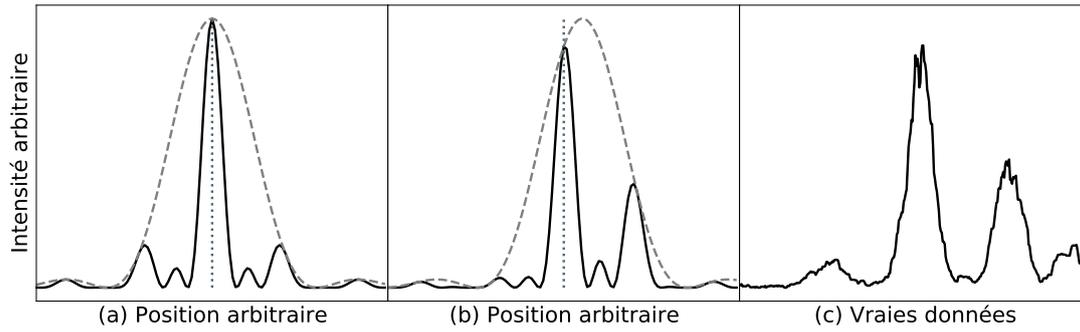


FIGURE 4.17 – Simulation et données réelles soulignant le décalage de l’enveloppe de la Figure d’interférence CBC. En (a) et (b), les simulations 1D des calculs présentés dans la section montre que la combinaison est parfaite quand il n’y a pas de tip (a), et que les pics restent verrouillés, mais que la distribution d’intensité change avec une variation de tip (b). En (c) des données réelles viennent soutenir le modèle.

Dans le même temps, l’analyseur PISTIL est aussi sensible à cette rampe de phase (imagé en Figure 4.16), car nous pouvons, à partir des pistons, trouver le meilleur plan incliné, qui passe par tous les pistons de phase (au sens des moindres carrés, exemple avec une vue en coupe dans la Figure 4.18). Comme les pistons sont insensibles aux grandissements nécessaires pour imager le pistilogramme sur la caméra (voir section 2.1.5), aucune autre opération n’est nécessaire.

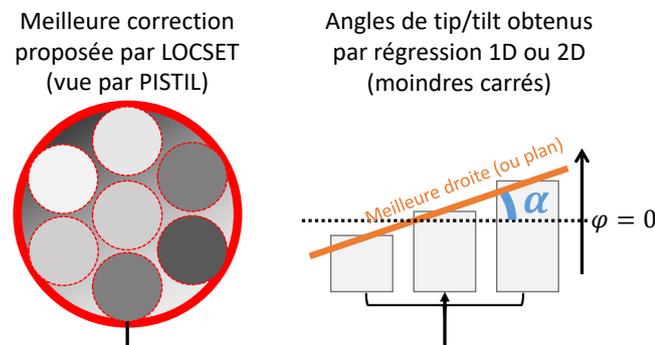


FIGURE 4.18 – Illustration de l’obtention des tips/tilts (angle α par exemple pour cette Figure 1D) avec une régression à partir des données des pistons analysés par PISTIL. La vue en coupe se généralise au cas 2D.

Nous disposons donc de deux méthodes pour estimer la variation de phase induite par la turbulence :

- La première méthode est le calcul du barycentre de l’enveloppe modulant la Figure d’interférence en champ lointain. Les coordonnées métriques du barycentre sont liées aux angles de tip/tilt par la relation trigonométrique simplifiée suivante :

$$\alpha_x(t) \approx \frac{C_x(t)}{Z} \quad (4.5a)$$

$$\alpha_y(t) \approx \frac{C_y(t)}{Z} \quad (4.5b)$$

- Une seconde méthode en champ proche, suppose que le meilleur plan incliné passant par tous les pistons de phase compensant la turbulence est une estimation de cette même turbulence, et en même temps une estimation du résidu de tip/tilt par faisceau.

Ces deux méthodes se complètent et se valident mutuellement, tout en étant en accord avec le modèle proposé en annexe. Les comparaisons de mesure du tip/tilt induit par la turbulence atmosphérique sont montrées en Figure 4.19 pour deux exemples : un à la distance $Z = 311$ m ($C_n^2 = 2.10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$), et un à la distance $Z = 1024$ m ($C_n^2 = 4.10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$). Dans ces figures, la courbe rouge correspond à l'estimation du tip/tilt via le calcul du barycentre (mesure SLS), et la courbe bleue le calcul résultant de l'analyse des pistons faite par PISTIL (avec en gris clair l'erreur de la méthode des moindres carrés). Nous avons vérifié que cette erreur est minimale pour les cas où la valeur de r_0 est de l'ordre de la pupille laser LASBE. Les écarts constants entre ces valeurs ont été supprimés afin de fournir une comparaison qualitative.

L'estimation du tip/tilt par ces deux méthodes montre qu'il y a un décalage de l'enveloppe de la Figure de combinaison de l'ordre de quelques μrad / millimètres autour du centre (donc de la cible) par rapport à la taille des lobes, 14.6 mm (47 μrad) à 311 m et 41.2 mm (41 μrad) à 1024 m. Une variation de plus de 20 μrad au total déplacerait l'enveloppe vers la moitié de la distance inter-lobes, comme le suggère la Figure 4.17.

Les deux estimateurs montrent un comportement très proche. Le résultat du calcul PISTIL présente des fluctuations plus fortes, avec des amplitudes plus élevées et un décalage variable apparaît, surtout au niveau de l'estimation du tilt $a_y(t)$ (Figure 4.19 - (b) et (d)). Néanmoins, ces mesures confirment expérimentalement la sensibilité de l'analyseur PISTIL à la correction de la turbulence.

Le lien entre déplacement de l'enveloppe et tip/tilt induit par la turbulence est expérimentalement validé à la distance de 311 m, où la position du motif CBC était très stable (voir Figure 4.13). En revanche, même si des comportements similaires ont été observés à la distance de 1024 m pour un niveau de turbulence faible à moyen, comme le montre la comparaison, la plupart du temps, les données n'ont pas montré une correspondance aussi claire en raison de la distorsion trop importante du motif CBC due à la turbulence atmosphérique lorsque $C_n^2 > 4.10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$. En effet, si le paramètre de Fried r_0 diminue à une échelle plus petite que la taille d'un seul émetteur, alors il va devenir impossible d'assurer une compensation efficace de la turbulence. Il devient plus subjectif de lier le calcul du barycentre du champ lointain au déplacement de l'enveloppe. De même, les pistons estimés via le traitement de pistilogrammes adoptent des variations spatiales de plus haute fréquence que les tips/tilts, augmentant par conséquent l'erreur sur le calcul de ce dernier dans la méthode du champ proche.

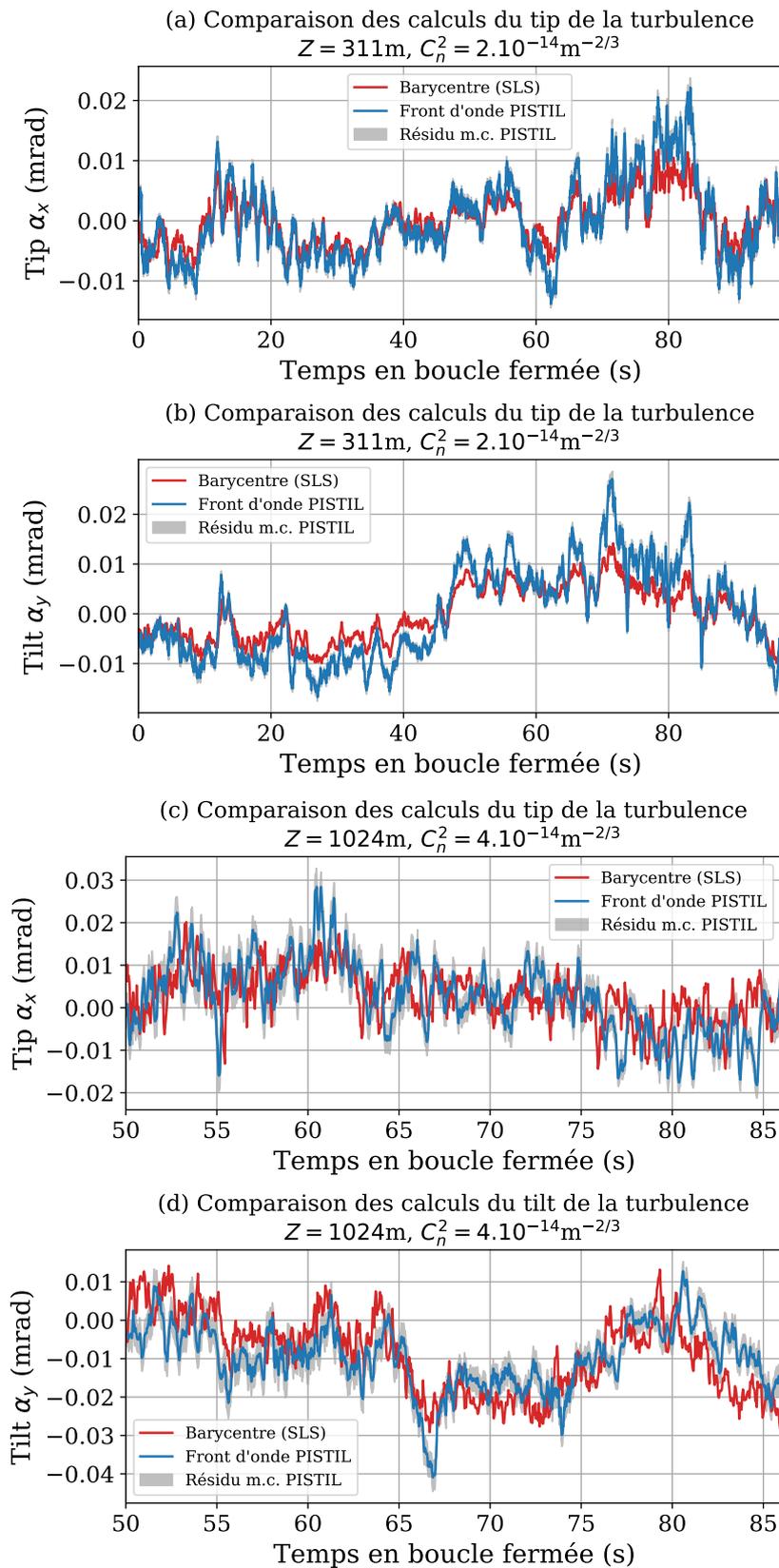


FIGURE 4.19 – Comparaison des méthodes champ proche et champ lointain pour l'estimation du tip/tilt induit par la turbulence atmosphérique.

Essai d'analyse spectrale des séries des pistons mesurées et de tip/tilt de turbulence calculées

Dans cette section, je propose des pistes de réflexion ouvertes quant à une autre utilisation des données collectées avec l'interféromètre PISTIL. Pendant le travail de dépouillement des données, je me suis posé la question de l'exploitabilité des DSP soit des pistons, soit des angles estimés du tip/tilt global, soit des modes. Toutes ces séries temporelles sont liées à la correction de la turbulence atmosphérique par le LOCSET. Je me suis alors tourné vers la littérature pour approfondir la notion de densité spectrale de puissance temporelle de la turbulence. J'ai regroupé les informations suivantes :

- Dans [Clifford, 1971, Conan et al., 1993, Conan et al., 1995], les auteurs mènent un calcul direct de la DSP temporelle de la phase en prenant comme hypothèse de départ un régime de turbulence de Kolmogorov. Ils montrent qu'en général, la DSP est scindée en deux régimes asymptotiques marqués par une fréquence de coupure f_c qui dépend notamment de la vitesse du vent V et de la taille effective de la pupille D_{CP} ou de la distance inter-fibres d_F . Pour une onde plane, comme pour une onde sphérique, ils proposent des modèles asymptotiques de DSP que je regroupe dans la Table 4.4.

TABLE 4.4 – DSP temporelles de projections de la variation de phase induite par la turbulence atmosphérique type Kolmogorov.

Phase considérée	coupure	asymptote gauche $[0, f_c]$	asymptote droite $[f_c, \infty]$
Piston moyen	$0.3V/D_{CP}$	$f^{-8/3}$	$f^{-17/3}$
Piston différentiel	$0.3V/d_F$	$f^{-2/3}$	$f^{-8/3}$
Angle de pointé	$0.3V/D_{CP}$	$f^{-2/3}$	$f^{-11/3}$
Courbure	$0.3V/D_{CP}$	f^{-0}	$f^{-5/3}$
Zernike-tip/tilt	$0.6V/D_{CP}$	$f^{-2/3}$	$f^{-17/3}$
Zernike-defocus	$0.9V/D_{CP}$	f^{-0}	$f^{-17/3}$

Ces modèles théoriques ont été confirmés dans [Moll, 2009, Petit et al., 2016, Kalensky et al., 2021] pour les aberrations qui ont pu être étudiées. Lorsque l'hypothèse d'une turbulence de type Kolmogorov s'efface, des écarts dans la forme des spectres ont été rapportés [Du et al., 2010, Gladysz et al., 2013].

- Dans [Siegenthaler, 2008, Moll, 2009, Gladysz, 2016], les auteurs développent une autre aberration "tip/tilt" qui s'appelle le G-tip/tilt (G pour gradient). Ce G-tip/tilt est obtenu non pas en calculant les premiers polynômes de Zernike d'un front d'onde quelconque (Z-tip/tilt), mais en calculant la valeur moyenne des gradients progressifs de ce dernier. Dans l'exemple de la Figure 4.20, la phase est une sinusoïde triviale. Le modèle Z-tilt implique un front d'onde incliné tandis que le modèle G-tilt suggère un front d'onde plat. Les flèches bleues courtes indiquent les gradients locaux du front d'onde. La direction perpendiculaire à leur moyenne donne le G-tilt (longue flèche bleue). La longue flèche rouge marque la direction du Z-tilt.

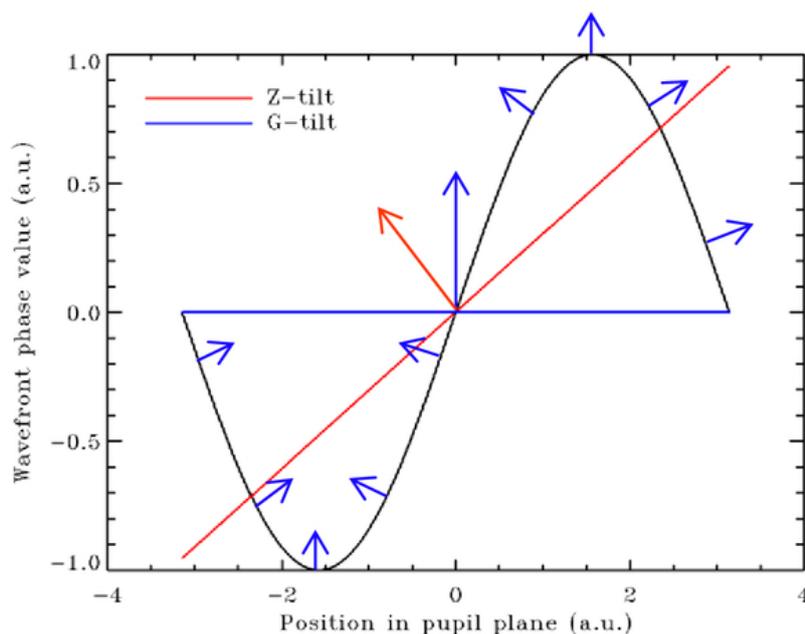


FIGURE 4.20 – Illustration des notions de Z-tilt et G-tilt, tirée de [Gladysz, 2016]. Les grandes flèches rouge et bleue représentent les directions des Z et G tilts.

La flèche représente alors la direction de l'onde traversant la turbulence. D'après ces auteurs, le G-tilt et le Z-tilt se peuvent se confondre quand l'inclinaison est mesurée à un grand r_0 (turbulence faible).

Le G-tilt induit par la turbulence possède sa DSP temporelle, que [Moll, 2009] calcule dans son travail (Table 4.5). En résultat principal, les asymptotes du G-tilt sont similaires à celles de l'angle de pointé. Le Z-tilt étant le polynôme de Zernike correspondant, l'auteur a retrouvé le calcul de ses prédécesseurs.

TABLE 4.5 – DSP temporelles des G/Z-tilts de la variation de phase induite par la turbulence atmosphérique type Kolmogorov.

Phase considérée	coupure	asymptote gauche $[0, f_c]$	asymptote droite $[f_c, \infty]$
G-tilt	$0.24V/D_{CP}$	$f^{-2/3}$	$f^{-11/3}$
Z-tilt	$0.44V/D_{CP}$	$f^{-2/3}$	$f^{-17/3}$

La base théorique proposée par ces articles est très intéressante pour obtenir des informations sur la turbulence atmosphérique pendant la séquence de combinaison cohérente. L'analyse spatiale précédemment montrée permettait d'estimer le r_0 , et une analyse spectrale pourrait confirmer le C_n^2 associé, tout en renseignant sur la vitesse du vent V , dès lors que l'on remarque un coude dans la densité spectrale de puissance (une fréquence de coupure).

J'ai voulu confronter les théories avec les mesures acquises pendant la campagne de test LASBE. Tout d'abord, je présente, dans la Figure 4.21, le calcul des densités spectrales de puissance temporelles des tips/tilts induits par la turbulence, estimés par les méthodes d'analyse en champ proche et en champ lointain que nous avons vu au paragraphe précédent. Les DSPs des estimateurs PISTIL et barycentre du champ lointain se ressemblent.

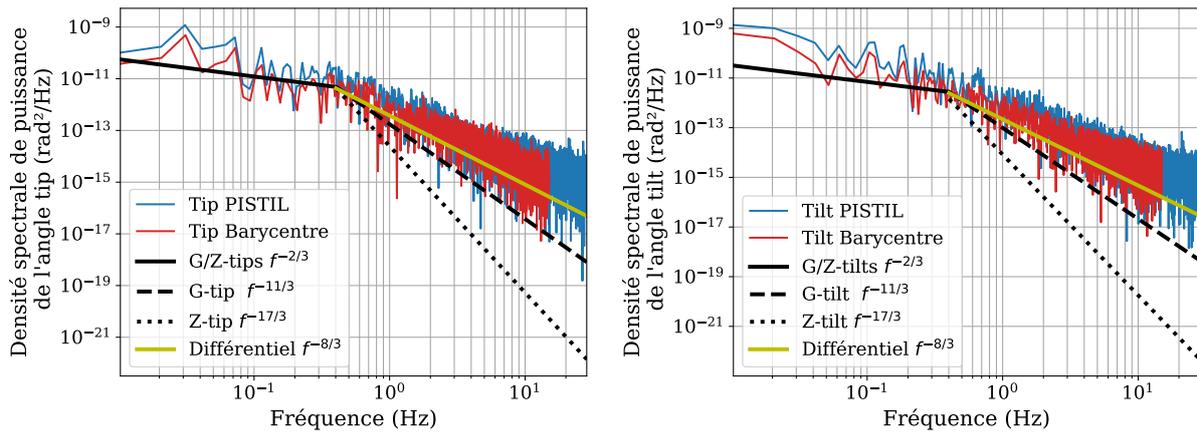


FIGURE 4.21 – Densités spectrales de puissance temporelles des angles de tip/tilt estimés induits par la turbulence, à $Z = 311$ m. Attention, les radians de ces DSPs représentent des angles et non des phases à proprement parler.

J'ai superposé aux courbes les asymptotes de DSPs correspondantes aux différentes manières de définir les tips/tilts (G ou Z). Nous pouvons remarquer une certaine adéquation entre l'asymptote à gauche et les données expérimentales (plus pour le tip que le tilt), et un écart notable avec les asymptotes à droite (G ou Z-tip/tilt). L'asymptote du G-tip/tilt minore cependant les DSPs. Notons que la fréquence de coupure d'environ 0.4 Hz nous permet d'estimer une vitesse de vent de 0.13 m/s. Cependant nous ne disposons pas d'une mesure exacte prise au même moment que l'enregistrement de la séquence utilisée.

La décroissance spectrale à droite du piston différentiel est relativement plus proche des données que les deux autres. Une première explication possible serait que, comme le tip/tilt est estimé à partir des différences de piston, la combinaison linéaire de ces derniers pour estimer un angle de pente (Figure 4.18) ne change pas l'asymptote de la densité spectrale. Bien que le piston différentiel a été défini dans la littérature pour l'interférométrie de longue base, cette même technique est finalement similaire à la CBC. Une seconde explication est qu'il pourrait tout aussi bien s'agir une modulation de la densité à cause d'un paramètre que nous avons mis à l'écart depuis quelques paragraphes : la compensation des variations de phase dues aux amplificateurs. Cette dernière pourrait provoquer un changement de pente difficilement visible par l'interféromètre PISTIL, puisque sa bande passante est limitée par la caméra utilisée.

J'ai pu développer la seconde hypothèse en projetant les séries temporelles de piston sur la base modale correspondante pour obtenir la Figure 4.22 de participation des modes, à comparer avec la Figure 4.8. Dans la caractérisation au laboratoire, la valeur moyenne des modes globaux de tip/tilt était d'environ 0.13 radians RMS, ce qui est dans cette nouvelle figure le plancher de variation. La perturbation des amplificateurs semble donc avoir un effet mineur, tout du moins dans le cadre de cette expérience et avec les données disponibles.

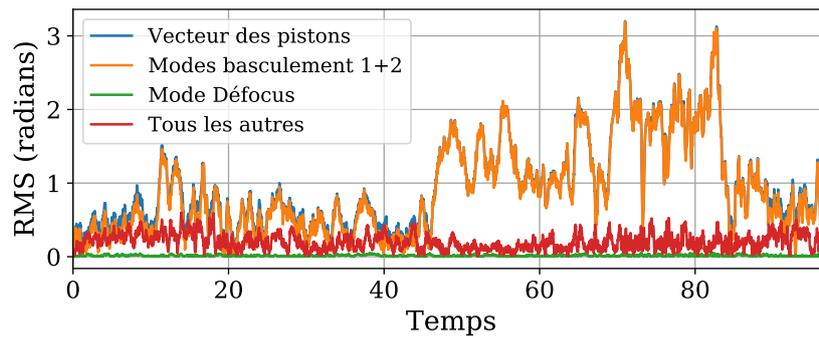


FIGURE 4.22 – Figure de participation des modes pendant la compensation de la turbulence, à $Z = 311$ m. Remarquons la dominance des modes globaux de basculement, et deux régimes d’amplitudes très distincts (0.5 radians et 2.0 radians de moyenne) qui soutiennent l’hypothèse d’une turbulence oscillant entre le niveau de bruit des amplificateurs et des plus amples perturbations.

J’ai profité de la décomposition modale pour comparer les DSPs des modes globaux de basculement et du mode de défocus (relativement faible) avec les asymptotes théoriques de la Table 4.4. Les courbes sont montrées en Figure 4.23, et les mêmes conclusions s’écrivent pour le mode global de basculement que pour les précédentes estimations. Bien que relativement faible d’après la Figure de participation, elles montrent une certaine adéquation du mode global de défocus avec le modèle de courbure du front d’onde, et rejettent la similarité avec le polynôme de Zernike éponyme.

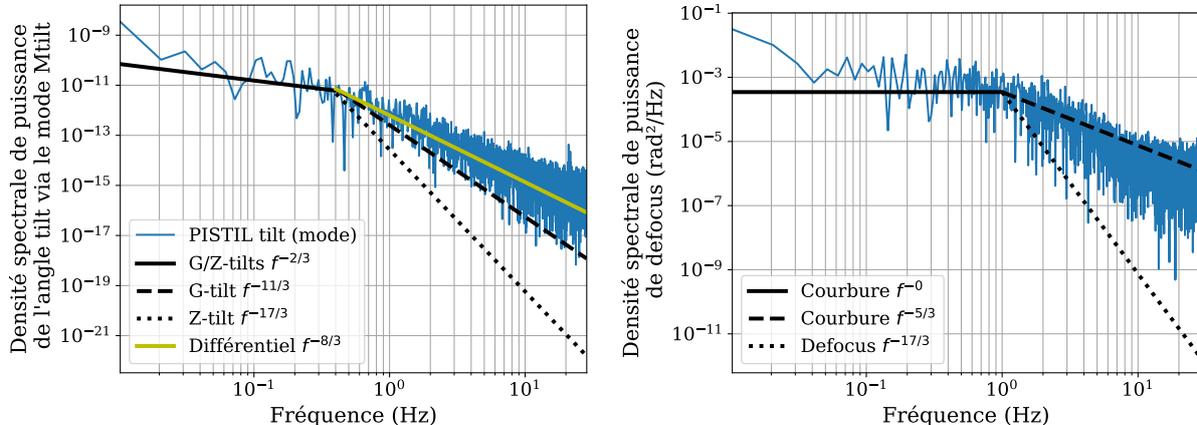


FIGURE 4.23 – Densités spectrales de puissance temporelles des modes globaux de basculement et de défocus, à $Z = 311$ m.

Enfin, notons que cette comparaison entre modèles et données expérimentales est aussi applicable pour l’étude de mise en phase à 1024 m (Figure 4.24). Cependant, les DSPs des deux estimateurs commencent à montrer des différences, car il est plus difficile d’estimer de manière fiable le barycentre d’un champ lointain souffrant de fortes distorsions, et que dans le même temps en champ proche, l’erreur des moindres carrés de la régression du tip/tilt augmente. Nous pouvons tirer les mêmes conclusions que l’étude précédente : une bonne adéquation avec l’asymptote gauche du spectre, et un G-tip/tilt minorant les DSPs. Le modèle du piston différentiel reste celui qui présente la plus grande ressemblance.

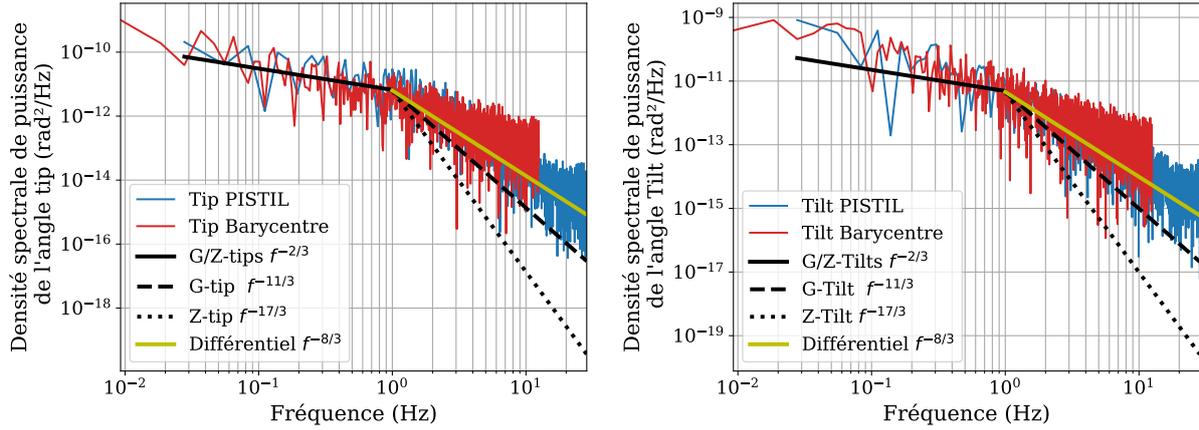


FIGURE 4.24 – Densités spectrales de puissance temporelles des angles de tip/tilt estimés induits par la turbulence, à $Z = 1024$ m. Attention, les radians de ces DSPs représentent des angles et non des phases à proprement parler.

4.3 Conclusion

L'étude menée dans ce chapitre nous a permis de caractériser le système LASBE en fonctionnement avec une boucle fermée LOCSET corrigeant les pistons des 7 faisceaux pour maximiser l'intensité du lobe central du champ lointain [Lombard et al., 2021, Rouzé et al., 2021c]. Ses faiblesses, bien qu'elles ne soient pas liées à un défaut de conception mais plutôt à un phénomène attendu, sont un manque de résolution spatiale et l'absence d'un degré de liberté supplémentaire au piston, comme le tip/tilt global du champ proche tout entier ou les décalages automatisés des fibres dans leurs montures. Ses forces sont sa très grande cadence de correction supérieure au 1 kHz, fréquence de coupure caractéristique de la turbulence, sa qualité de mise en phase de $\lambda/70$ en laboratoire, et la capacité à embarquer dans son montage de l'équipement supplémentaire comme l'interféromètre PISTIL. De plus il y a trois grandes nouvelles possibilités offertes par ce dernier :

- Caractériser le système laser pendant ses étapes de construction au laboratoire, et aider le concepteur du laser à aligner chacun des éléments, tels que les montures, et les lentilles de collimation.
- Fournir le front d'onde turbulent échantillonné en piston (mais qui pourrait être étendu au tip/tilt individuel),
- Estimer un intervalle de valeurs du paramètre de Fried, sans aucun autre équipement : soit le r_0 est supérieur ou égal à la taille de la pupille (tip/tilt global détecté avec une faible erreur des moindres carrés), soit le r_0 est inférieur à la pupille, voir au diamètre d'un émetteur (pas de résultat cohérent pour le tip/tilt et erreur des moindres carrés qui diverge). C'est une première pour l'interféromètre.

Une des perspectives a été présentée juste avant cette conclusion. La mesure des séries temporelles des pistons nous permettrait de calculer les densités spectrales de puissance de ces derniers, ou les densités d'une quantité obtenue par post-traitement, comme les modes de basculement ou le tip/tilt global obtenu par régression. Nous disposons d'un assez large bagage théorique grâce à la littérature pour trouver une manière optimale d'exploiter les données, ce qui permettra bien sûr de mieux les comprendre et d'obtenir de nouveaux résultats complétant la connaissance du r_0 , comme le C_n^2 ou la vitesse du vent V . Il faudra

approfondir le cadre mathématique de la mesure par l'interféromètre d'une correction de turbulence par un système de mise en phase (ou l'interféromètre lui-même).

A terme, je pense que l'analyseur PISTIL embarqué dans un système type arme laser ou télécom laser à combinaison cohérente présente au moins les deux perspectives de développement suivantes :

- Nous pouvons centraliser plusieurs équipements en un seul (l'interféromètre). Si nous affinons les estimations concernant le tip/tilt global pour prédire le résultat de la combinaison et fournir *a posteriori* les informations pour améliorer la boucle, alors nous pourrions diminuer l'équipement optique nécessaire au niveau de la cible, ce qui nous rapproche d'une situation d'engagement réelle. De plus, si mon hypothèse quant à la capacité d'estimation des paramètres comme le r_0 , le C_n^2 ou la vitesse du vent se confirme, PISTIL sera peut-être un instrument de mesure suffisant à même de remplacer l'installation d'un scintillomètre. Dans une situation réelle, ce dernier ne peut pas être facilement embarqué et ne peut pas être placé à côté d'une véritable cible.
- Estimer le tip/tilt global lié à la variation de turbulence laisse penser qu'il est possible de prévoir une amélioration de la boucle de contrôle-commande soit en ajoutant un contrôle des tips/tilts individuels, soit en contrôlant un miroir de renvoi à partir des informations calculées par PISTIL. Cela ouvre la voie vers la combinaison cohérente avec une cible-non coopérative dans la boucle.

Chapitre 5

Application sur un système laser digital basé sur la combinaison cohérente de 61 fibres amplifiées en régime femtoseconde

Ce chapitre traite de ma seconde application de l'interféromètre PISTIL sur un banc laser à combinaison cohérente active à très grand nombre de fibres : le laser XCAN. Ce laser est un banc de démonstration de la capacité à mettre en phase plusieurs dizaines de fibres amplifiées ensemble, à hautes puissances crête et moyenne (de 20 W à > 1 kW), grande cadence en régime femtoseconde centré à 1.032 μm . De plus, chaque fibre surnommée 'pixel' peut voir sa phase encodée d'une certaine valeur pour réaliser des mises en forme du champ lointain combiné. La résolution de l'écran de phase ainsi généré est de 61 pixels, ce qui est une première mondiale, et donne le surnom de 'laser digital' à XCAN.

L'équipe du projet XCAN m'a accueilli dans le cadre d'une collaboration visant à tout d'abord tester le prototype monorail miniPISTIL sur la chaîne laser femtoseconde à 61 canaux, et ensuite mener une étude des variations de phase en boucles fermée et ouverte. Une telle application de diagnostic permettrait de contrôler la qualité de mise en phase dans le premier cas, et de caractériser la dérive de phase des 61 fibres amplifiées dans le deuxième cas (et prévenir d'un possible problème). Deux campagnes de mesures ont eu lieu : la première en 2020 et la seconde en début 2021. Une communication à un congrès a été faite pour présenter ces travaux [Rouzé et al., 2021a].

5.1 Présentation du laser XCAN

Le projet XCAN¹ (*X-Coherent Amplified Network*) vise à démontrer la faisabilité des systèmes laser à hautes puissances crête et moyenne basés sur la combinaison cohérente active en plan pupille de fibres élémentaires. Co-développé par l'École Polytechnique et l'entreprise Thales, il est assemblé dans les locaux du LULI (Laboratoire d'Utilisation des Lasers Intenses) et des parties techniques ont été conçues auparavant à TRT (Thales Research & Technologies).

Le premier prototype du laser XCAN a été assemblé en 2017-2018 pendant la thèse d'A. Heilmann [Heilmann, 2018], combinant avec succès 7 fibres amplifiées dans le régime femtoseconde (une couronne hexagonale). Par ailleurs, un tout premier essai de l'interférométrie PISTIL a été mené sur ce banc, soulignant la continuité et la persistance de la collaboration entre nos deux équipes [Deprez, 2018]. Entre 2018 et 2020, le projet a montré qu'il était tout à fait possible de mettre à l'échelle un tel système CBC, en passant de 7 à 37 fibres [Fsaifes et al., 2019], puis à 61 éléments depuis [Fsaifes et al., 2020, Veinhard et al., 2021] (Figure 5.1).

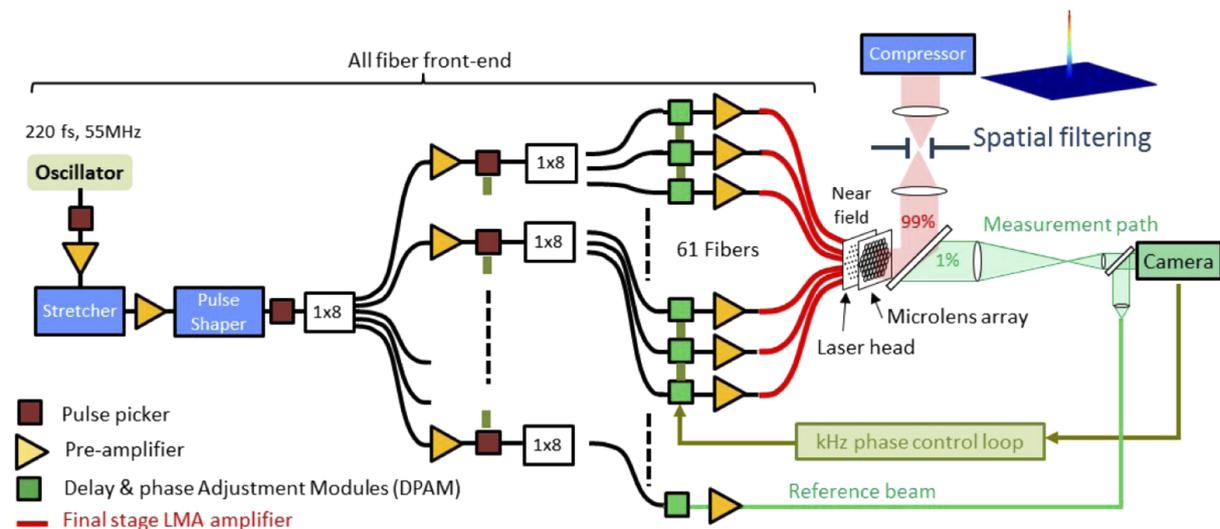


FIGURE 5.1 – Schéma de principe du banc laser XCAN [Fsaifes et al., 2020].

5.1.1 Le banc laser

Le banc laser combine en champ lointain un total de 61 fibres amplifiées délivrant chacune des impulsions ultracourtes (Figure 5.1). Ces 61 canaux sont tous issus d'un seul et même oscillateur maître (MOPA) délivrant l'impulsion femtoseconde commune, qui (après un étage de mise en forme de l'impulsion) possède une largeur spectrale d'environ 15 nm, soit une centaine de fs de durée du train d'ondes. La fibre initiale est divisée plusieurs fois jusqu'à atteindre les 61 canaux. Le courant de pompe est commandé par l'utilisateur laser. Il y a des étages d'amplification par groupement de canaux et des amplificateurs individuels

1. <https://portail.polytechnique.edu/izest/en/xcan>

en bout de chaîne pour chaque canal. Avant ces derniers, une unité FS²+VODL³ de contrôle du piston de phase et du retard d'impulsion de chaque faisceau est intégrée. La fonction principale de cette unité sera de contrôler le piston de phase, variable canonique de la combinaison cohérente, mais aussi, au préalable, le retard des impulsions ultracourtes entre elles, sans quoi les faisceaux élémentaires n'interfèrent pas.

Les 61 fibres sont découplées sur plusieurs plaques empilées les unes sur les autres, sur lesquelles se trouvent leur amplificateur individuel (il y a plusieurs fibres par plaques). Puis elles sont toutes connectées à des manchons eux-mêmes sertis à des embouts de sortie. La partie principale de la tête laser est un support mécanique de haute précision en forme de V à 60 degrés, avec un maillage hexagonal de pas $d_F = 3.2$ mm dans lequel sont insérés les embouts de sortie des fibres (Figure 5.2). Jusqu'en 2020, le support en V était monobloc et refroidi avec des ventilateurs externes; à partir de fin 2020, un nouveau support en nid d'abeille permet d'ajouter un circuit d'eau pour le refroidissement de la population de fibres. Les faisceaux sont ensuite collimatés par une grille de microlentilles avec un haut facteur de remplissage des sous-pupilles par les faisceaux élémentaires (~ 0.9). Notons que toutes les fibres sont à maintien de polarisation.

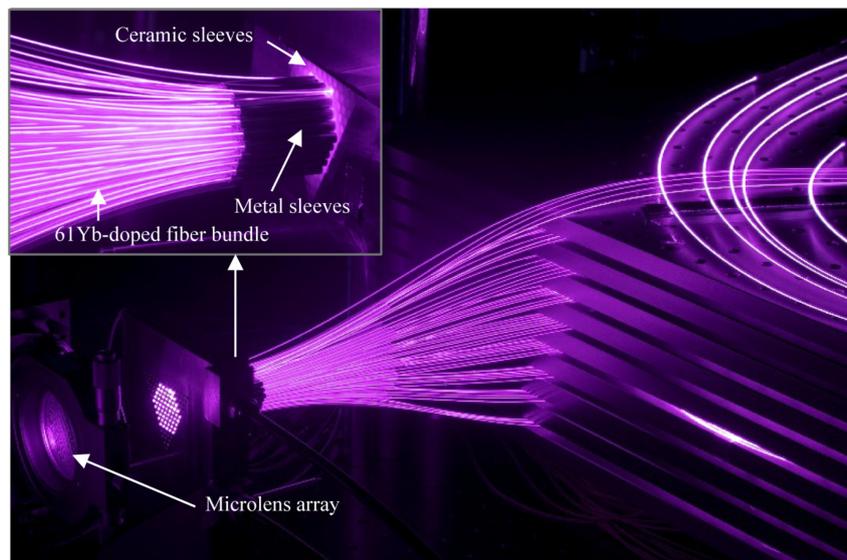


FIGURE 5.2 – Photographie du champ proche fibré du laser XCAN [Fsaifes et al., 2020].

Le champ proche optique est ensuite relayé par divers afocaux jusqu'à la voie de combinaison, au niveau de laquelle peut se trouver un trou de filtrage pour ne garder que le lobe central du faisceau combiné et le retransformer en une imitation du champ proche, quasiment Gaussien cette fois [Heilmann, 2018, Heilmann et al., 2018]. Plusieurs lames séparatrices sont positionnées dans les afocaux, notamment pour dupliquer le champ lointain complet et l'imager sur une caméra équipée de densités neutres (Figure 5.3); l'une d'entre elles a le rôle spécifique d'extraire un faible pourcentage du champ proche pour le faire interférer dans la voie de contrôle-commande, que je vais décrire dans le prochain paragraphe.

2. *Fiber Stretcher*

3. *Variable Optical Delay Line*

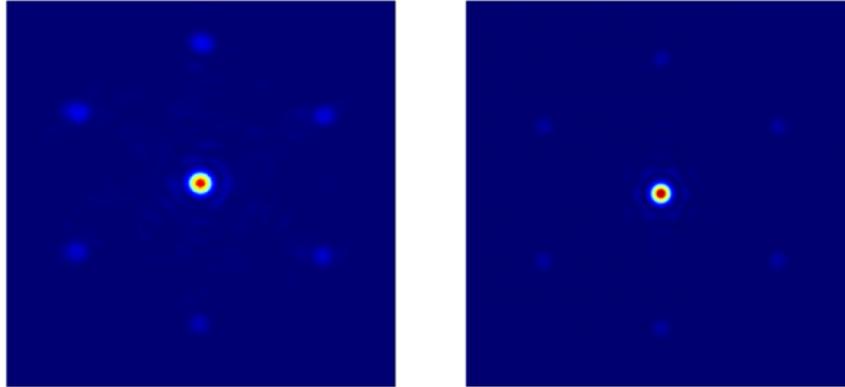


FIGURE 5.3 – Champs lointains réel (gauche) et simulé (droite) du laser XCAN [Fsaifes et al., 2020].

5.1.2 La boucle d’asservissement en phase et retards

Boucle principale utilisant l’interférométrie

Le moyen de contrôle-commande des phases des faisceaux du banc XCAN est basé sur l’interférométrie avec onde de référence. C’est une technique simple de mise en œuvre, puisqu’elle consiste à faire interférer les N_F faisceaux de la pupille laser avec un $N_F + 1$ -ième faisceau dont la variation de phase fait office de valeur de référence. Un exemple est montré sur le chemin optique vert dans le schéma du laser XCAN (Figure 5.1). Sur un détecteur matriciel sont ensuite enregistrés N_F motifs de franges dont les variations spatiales sont liées à la différence de phase entre l’onde de référence et le canal considéré (exemple enregistré sur XCAN en Figure 5.4). Une image ou une simulation des franges de l’interférogramme lorsque toutes les fibres sont en phase (cas parfait) est stockée en mémoire du ordinateur chargé de réaliser la boucle de contrôle commande. Ainsi à chaque itération de boucle, les N_F motifs de franges enregistrés sur la caméra sont comparés avec les motifs de référence par corrélation, ce qui permet de remonter à la valeur de différence de phase avec le faisceau de référence pour chaque canal [Fsaifes et al., 2020].

Cette technique a été employée pour la mise en phase de 19 laser fibrés passifs en régime femtoseconde (300 fs de largeur d’impulsion) avec une qualité de mise en phase de l’ordre de $\lambda/60$ RMS [Le Dortz et al., 2017, Antier et al., 2014] (plus d’informations en annexe A.1.2). Dans [Le Dortz, 2018], l’auteur présente la contrainte supplémentaire qu’introduit le régime femtoseconde sur la technique : le délai entre deux impulsions de la pupille laser doit être de l’ordre de la dizaine de fs afin qu’elles puissent interférer en champ proche comme en champ lointain. Cependant, comme ce délai module le contraste des franges, il est possible d’utiliser cette information pour rendre les impulsions toutes cohérentes entre elles. Pour cela, l’utilisateur du laser agit sur les lignes à retard, qui changent la distance parcourue par l’impulsion de plusieurs fois la longueur d’onde. Une fois que le contraste est maximisé et égalisé pour toutes les franges, la mise en phase par comparaison avec les images de référence prend le relais et permet l’asservissement du laser.

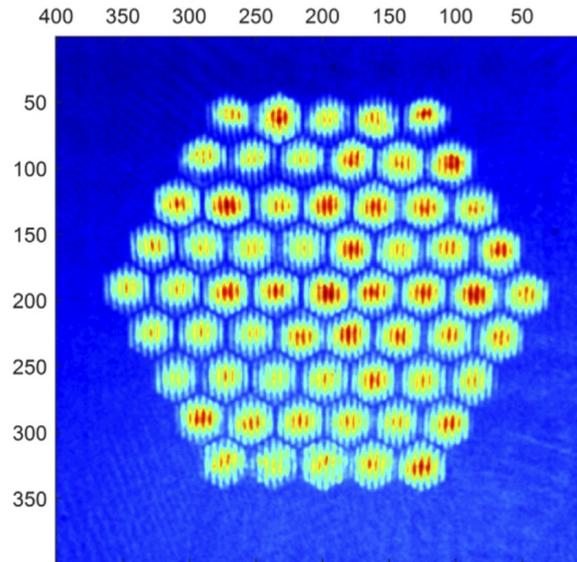


FIGURE 5.4 – Figure d’interférence du système d’asservissement du laser XCAN [Fsaifes et al., 2020]. Les franges sont issues de l’interférence entre chaque canal et un faisceau externe de diamètre égal à la grande largeur du réseau de fibres.

Boucle secondaire utilisant le SPGD

Trouver un équilibre entre vitesse de calcul, vitesse d’application de la commande et seuil de verrouillage des phases est un compromis qui parfois empêche de maximiser l’intensité du champ lointain. Pour optimiser les corrections de phase, et trouver donc un meilleur jeu de paramètres sur lequel peut ensuite agir la boucle interférométrique, une boucle secondaire est intégrée en utilisant une réplique du champ lointain. Elle se base sur l’algorithme du gradient stochastique SPGD⁴ [Vorontsov and Sivokon, 1998, Weyrauch et al., 2001, Zhou et al., 2009a] (plus d’informations en annexe A.1.1). La fondation de cet algorithme est l’optimisation d’une fonction de coût qui dépend des phases des fibres. Cette fonction de coût en CBC est la puissance contenue dans le lobe central, donc le PIB. L’optimisation est atteinte par itérations successives de petits incréments de phase de toutes les fibres qui permettent de calculer les pentes locales de la fonction de coût. La fréquence de correction d’une boucle par SPGD est alors donnée par le quotient entre la fréquence de diffusion des incréments et le nombre de ces incréments nécessaire pour atteindre l’optimum. Remarquons que le champ lointain doit être imagé sur un détecteur rapide. Sur un laser haute-puissance tel que XCAN, le système d’acquisition est donc protégé par plusieurs densités neutres.

5.1.3 Le prototype miniPISTIL utilisé sur le banc XCAN

Partir au LULI pour mener une opération de diagnostic du laser XCAN est une parfaite occasion pour tester l’un des rôles que j’ai donné au laboratoire HIBISCUS : concevoir des prototypes de l’interféromètre PISTIL transportables, avec des spécifications liées au banc de test. J’ai donc utilisé mon laboratoire pour concevoir une version transportable de l’instrument, déjà nommée dans le chapitre 3 "miniPISTIL". Il est intégralement monté sur

4. *Stochastic parallel gradient descent*

un monorail, qui est aussi facilement intégré sur le banc HIBISCUS que sur le banc 'client', c'est-à-dire le banc XCAN (Figure 5.5). Il est composé du masque M4 ($C_n C_m = 0.606$ mm, $R_T = 0.150$ mm) car nous avons besoin de 4 couronnes, et du réseau de diffraction infrarouge RI ($p_g = 97$ μm) car la longueur d'onde centrale du laser est environ 1032 nm. Un afocal de grandissement $G_P = 0.4$ image le pistilogramme sur la caméra rapide JAI (VIS-NIR, 448×448 pixels² en mode fenêtré, pas pixel de 5 μm). Ce grandissement est choisi pour bénéficier d'une cadence maximale de 1 kHz avec le détecteur. Plus de détails sur les équipements peuvent être trouvés en section 3.1.2.

✿ Démonstrateur transportable miniPISTIL



FIGURE 5.5 – miniPISTIL extrait du laboratoire HIBISCUS [Rouzé et al., 2021d].

Une fois complètement monté et testé sur HIBISCUS, les équipements fragiles sont rangés dans des boîtes protégées et emmenés avec le bâti de l'interféromètre sur le site du LULI, en voiture. Une fois dans la salle blanche du laser XCAN, l'instrument est remonté et aligné avec une image du champ proche (grandissement $G_C = 310/1560$). Après quelques tests, le prototype miniPISTIL est fin prêt à l'emploi (Figure 5.6). Le montage et le réglage "sur site" du miniPISTIL a duré moins d'une journée.

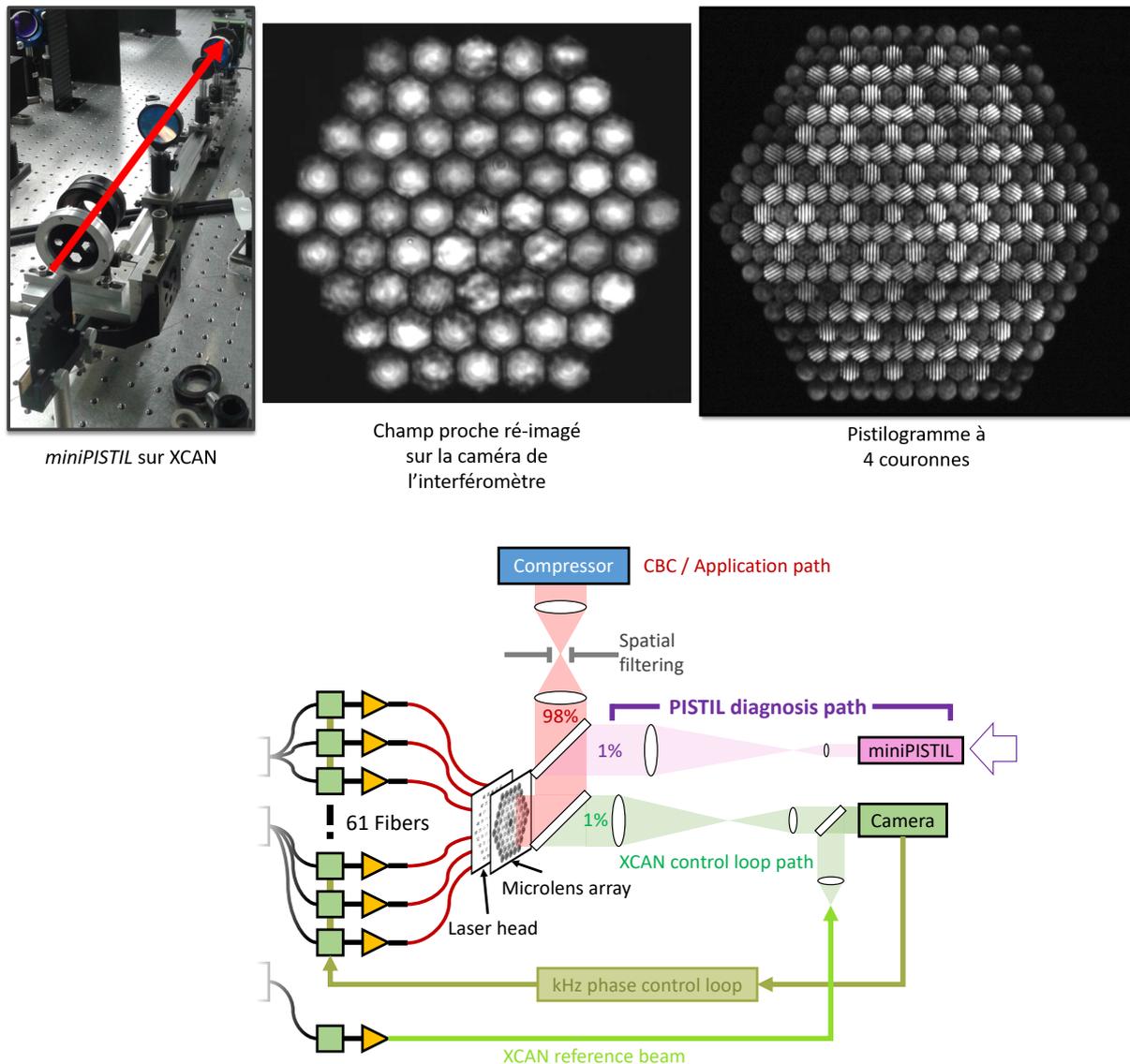


FIGURE 5.6 – miniPISTIL intégré sur le laser XCAN. De gauche à droite : photo de l’analyseur sur le banc laser, image du champ proche obtenue avec la caméra, pistonogramme P61 exploité dans ce chapitre. En bas : schéma simplifié montrant la position de mesure de l’interféromètre.

Si pendant le test de 2020, l’intégralité des fibres étaient disponibles (P61), ce ne fut pas le cas en début 2021. Pour des raisons de maintenance, 4 canaux ont dû être arrêtés : il s’agit des fibres 24, 53, 54 et 58 (numérotation en Figure 0.1, marque-page). Par conséquent, des séries de pistonogrammes incomplets (P57) ont été enregistrés (exemple Figure 5.7). Leur exploitation est tout à fait possible grâce au formalisme de réduction du nombre d’éléments que j’ai proposé dans la section 2.2.3 - partie ‘pistonogrammes à trous’.

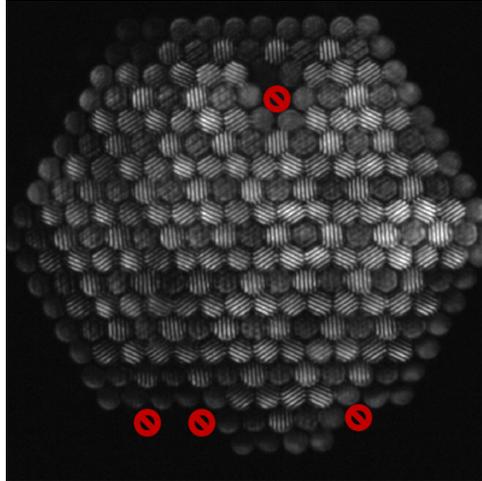


FIGURE 5.7 – Pistilogramme P57 de 2021, avec 4 faisceaux manquants car les canaux associés étaient en maintenance.

5.2 Résultats

Trois rubriques composent cette section des résultats. La première est une discussion générale qui me permet d'introduire les fonctions de mérite récurrentes de l'analyse des phases d'un laser CBC, ainsi que quelques détails spécifiques à la chaîne laser sondée. La seconde est un examen de la qualité de mise en phase du laser grâce aux boucles interférométrie + SPGD. La troisième rubrique est une étude inédite proposant de considérer globalement le toron des 61 (ou 57) fibres et d'en étudier les dérives de phase en boucle ouverte. Le but est d'en tirer des nouvelles fonctions de mérite ou des considérations sur l'état de fonction des différents canaux du toron (fonctionnement ensembliste ou fibre-à-fibre). Les deux dernières rubriques sont des propositions d'ouverture montrant les capacités de diagnostic de l'interféromètre PISTIL. La numérotation des fibres est disponible dans le marque-page 0.1.

5.2.1 Principales fonctions de mérite pour l'analyse des phases des 61/57 canaux laser

Les observations qui vont suivre de la section portent principalement sur les variations des pistons de phase après reconstruction (simplement dénommés phases désormais). Je montre un exemple dans la Figure 5.8, avec les séquences boucle fermée (XCAN asservi en phase) et boucle ouverte (phase libre) très clairement discernables de par leurs excursions respectives. Les tips/tilts individuels ne seront pas montrés car, comme pour le laser précédent, il n'y a pas de contrôle de ces derniers sur le banc.

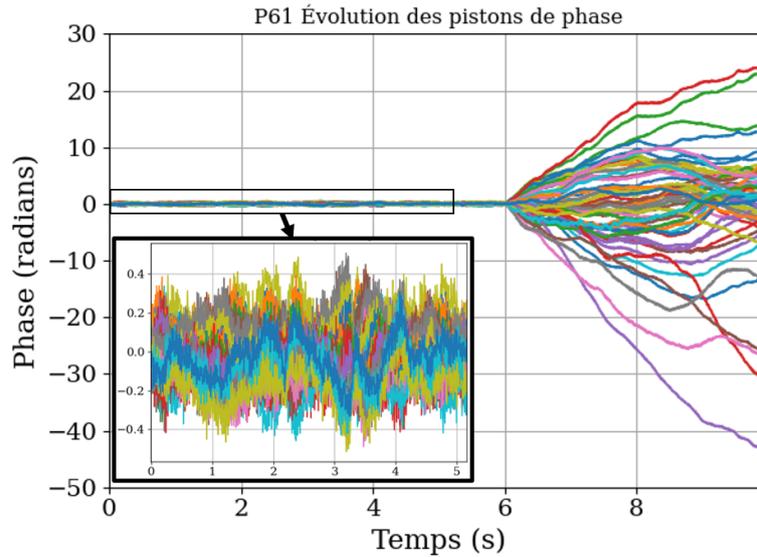


FIGURE 5.8 – Graphique d'évolution des phases des 61 fibres du laser XCAN en fonctionnement boucle fermée et boucle ouverte, la deuxième séquence démarrant juste après le temps $t = 6$ s (échantillonnage 200 Hz). Le pistilogramme de référence est celui du temps de départ $t = 0$ s.

En affichant des cartes des phases issues de ces deux séquences (boucle fermée, boucle ouverte, voir exemple Figure 5.9), nous pouvons déjà supposer la présence de modes de basculement à analyser en boucle fermée et qu'il n'y a *a priori* aucun mode en boucle ouverte, ce qui donne une première orientation à l'étude.

En boucle fermée, la valeur RMS spatiale, qui souligne la déformation de la surface d'onde (ou dispersion des pistons), est estimée en moyenne à 0.2 rad RMS ($\lambda/32$). Cette valeur est supérieure à la valeur RMS temporelle moyenne de 0.1 rad ($\lambda/63$), déductible des courbes de la Figure 5.8. C'est un second argument favorisant une étude modale de la boucle fermée, puisque les deux valeurs RMS ne sont égales que si le bruit des pistons est blanc Gaussien. De plus, l'origine de ces basculements provient en majeure partie du banc XCAN, car la valeur RMS seuil des basculements de PISTIL dans le laboratoire HIBISCUS n'était que de $\sim \lambda/200$ RMS.

Pour ce qui est de la boucle ouverte, nous remarquons que les courbes de phases sont très variées en apparence sur la courbe temporelle. Cependant, très peu de fibres ne connaissent de lointaines excursions aléatoires au-delà des ± 15 rad. La majeure partie des fibres a une évolution de phase plus lente ou confinée dans $\sim \pm 10$ rad. Le nombre de fibres dans ce cas peut varier selon l'expérience (sa durée, la puissance transportée dans les fibres, etc).

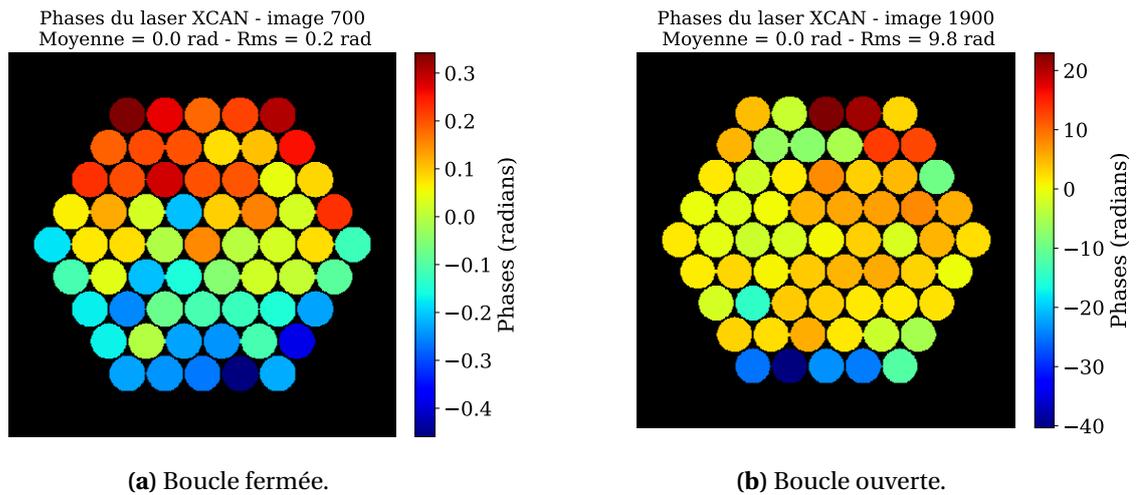


FIGURE 5.9 – Exemples de cartes de surfaces d’onde du laser XCAN P61 (boucle fermée et ouverte). La présence des modes de basculement en pistons est déjà clairement visible pour la boucle fermée.

Les relations de variances temporelles de phase (Eq.(2.51)), entre reconstruction et différences estimées, sont aussi vérifiées (facteur de $\sqrt{2}$ environ entre les valeurs RMS), quoique légèrement biaisées pour les segments les plus au bord, et aussi en boucle ouverte. Cette instabilité est peut-être liée à l’observation d’un plus grand bruit de clôture en boucle ouverte, 0.05 rad RMS contre 0.012 rad RMS en boucle fermée (courbes de clôture disponibles en Figure 5.10). Cela signifie que le bruit d’estimation d’un pétale de phase est plus grand dans le cas de la boucle ouverte, puisque comme le rappelle l’ensemble des équations Eq.(2.51) à Eq.(2.53), le bruit d’estimation d’un pétale est proportionnel au bruit des relations de clôture (ratio de $1/\sqrt{3}$).

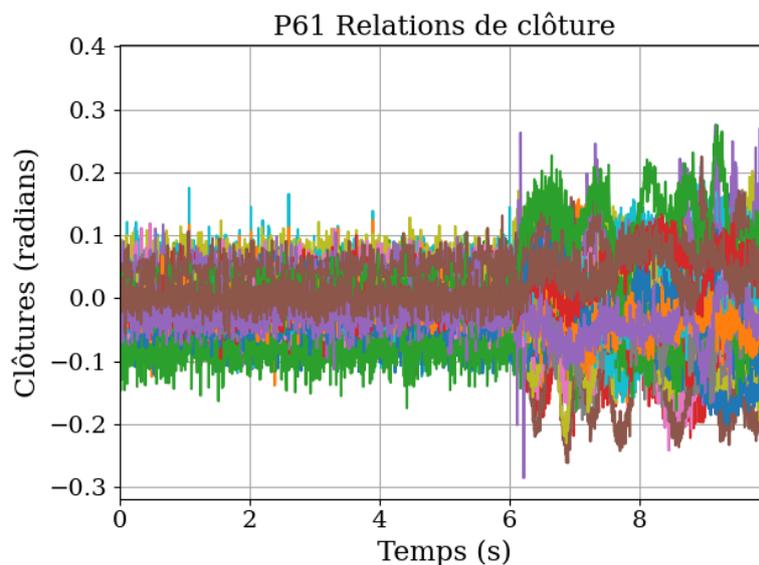


FIGURE 5.10 – Graphique d’évolution relations de clôture des 61 fibres du laser XCAN en fonctionnement boucle fermée et boucle ouverte (échantillonnage 200 Hz).

Garantir une exactitude au centirad semble donc plus difficile pour l’instrument quand

les phases s'éloignent rapidement d'une dizaine de rad. Toutefois, de manière globale, la valeur RMS moyenne de la relation de clôture, peu importe la boucle, est de 0.042 rad RMS, ce qui correspond à $\sim \lambda/150$ RMS, et en divisant par $\sqrt{3}$ à $\sim \lambda/260$ RMS, comme je le rappelle au paragraphe précédent. Le seuil de reconstruction permet donc de mesurer de très petites variations réelles, sous le seuil de contrôle-commande que s'impose le laser XCAN ($\lambda/50$ RMS), ce qui va être particulièrement apprécié pour l'étude de la boucle fermée. Nous pouvons considérer que les valeurs RMS calculées à partir des séries temporelles des phases reconstruites équivalent à celles des véritables phases.

De très nombreuses mesures ont été prises, avec différentes conditions expérimentales que ce soit du côté XCAN (boucle fermée/ouverte, courant de pompe, bruit de l'environnement, etc), ou du côté miniPISTIL (cadence d'acquisition, positionnement/alignement de l'interféromètre, etc). Identifier les points communs tout comme les différences dans ces expériences me semble un point essentiel à faire ressortir pour un diagnostic complet d'un système laser CBC. Je propose donc, à cet effet, d'introduire en plus des outils tels que les DSPs utilisées dans les chapitres précédents de nouvelles fonctions de mérite pour comparer les expériences.

Par exemple, je propose d'illustrer autant que possible les critères scalaires tels que les valeurs RMS sur une carte. Dans la Figure 5.11, je présente donc des 'cartes RMS' en boucle fermée et ouverte : chacune des pastilles est associée à la valeur RMS de la série temporelle correspondante, à la manière d'une surface d'onde. L'arrangement radial en boucle fermée est lié à la variation du basculement en pistons. Si ce dernier s'écrit x de manière très simplifiée selon une direction quelconque, alors sa valeur RMS spatiale sera proportionnelle à $|x|$. Comme le basculement change d'orientation avec le temps, nous obtenons cet arrangement spatial du RMS. En boucle ouverte, la carte RMS sera moins utile à cause de la divergence rapide et aléatoire des phases des fibres, mais d'autres outils seront présentés.

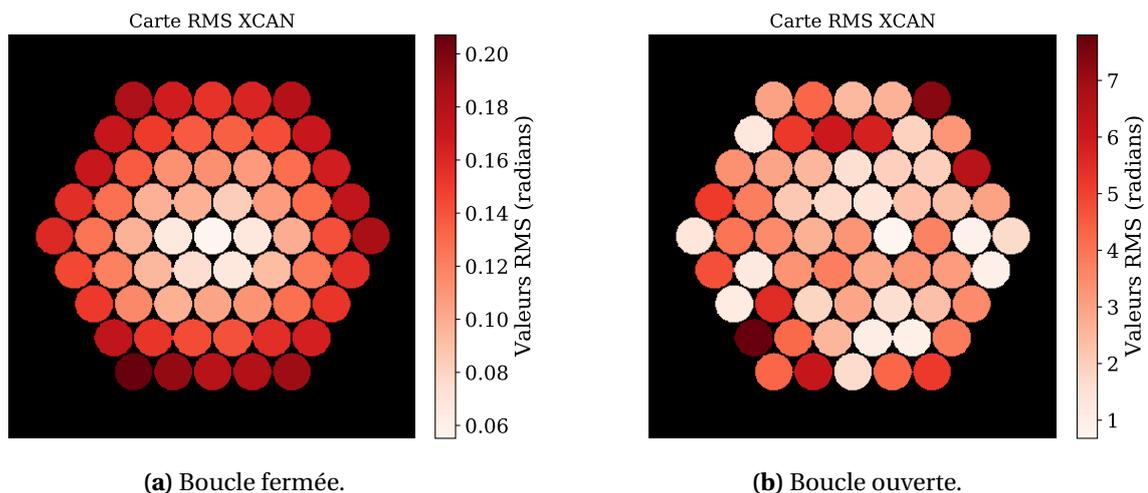


FIGURE 5.11 – Exemples de cartes des valeurs RMS temporelles des canaux du laser XCAN P61 (boucle fermée et ouverte, durée de mesure 4 s).

Les principales idées de fonction de mérite ont été présentées. Nous allons les appliquer ou en créer d'autres similaires dans les études en boucles fermée et ouverte dans les sections

qui suivent.

5.2.2 Qualification de l'asservissement

Campagne de mesures de 2020

Pendant la première campagne de mesures, qui s'est déroulée en Juillet 2020, la tête laser de XCAN était refroidie par des ventilateurs commerciaux posés sur le banc, sur les côtés de la tête. L'interféromètre PISTIL a été intégré pour la toute première fois sur le P61. Les mesures ont été faites avec une faible puissance moyenne de pupille de 20 W et un taux de répétition des impulsions 55 MHz. La cadence de caméra de l'interféromètre est de 200 Hz pour la plupart des mesures (10 s de temps d'acquisition) et 10 Hz pour des mesures plus longues (10 minutes de temps d'acquisition). Deux exemples sont affichés en Figure 5.12.

Ma première réflexion a été d'obtenir une première validation de mes mesures par comparaison des densités spectrales de puissance des différences de phase entre les fibres avec une mesure menée par l'équipe XCAN. Cette mesure a été effectuée avec un dispositif I/Q sensible à la différence de phase entre soit un faisceau d'une fibre avec sa propre réplique, soit deux fibres seulement [Heilmann, 2018, Fsaifes et al., 2020] (Figure 5.13). Les mesures XCAN ayant été donnée en décibels, j'ai ajusté mes DSPs pour faciliter la lecture. Cette comparaison qualitative a été satisfaisante puisque nous avons retrouvé les mêmes ordres de grandeur que ce soit en regardant la boucle fermée ou la boucle ouverte.

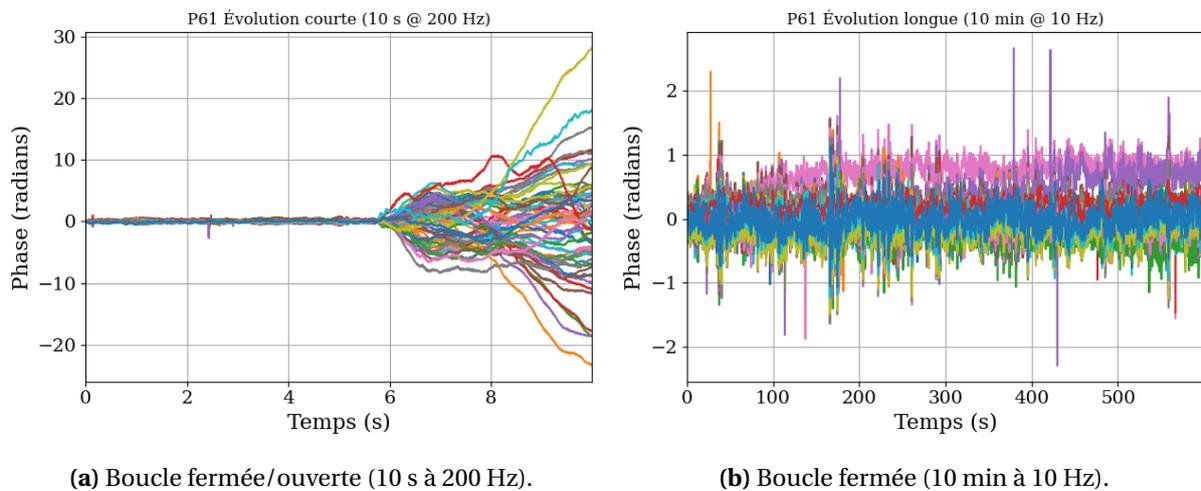


FIGURE 5.12 – Exemples d'acquisitions courtes avec ouverture de boucle et d'acquisition longue en boucle fermée.

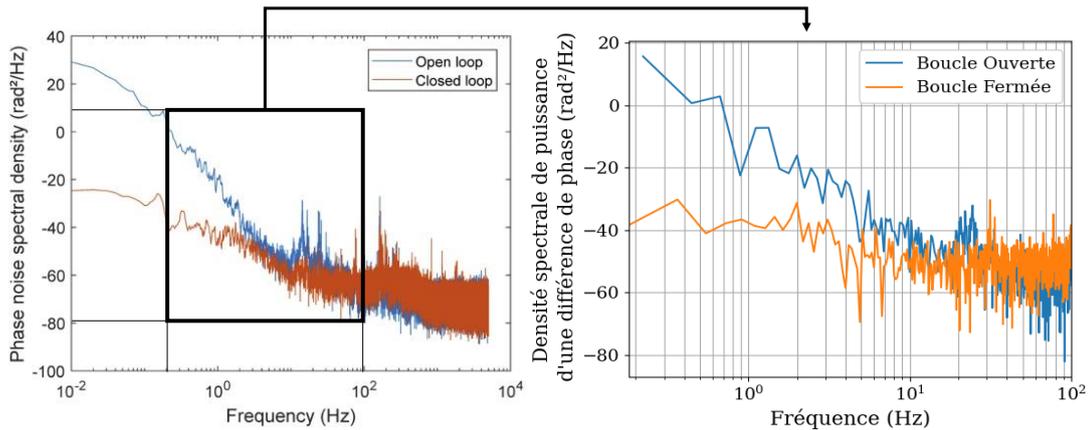


FIGURE 5.13 – Densités spectrales de puissance de la différence de phase obtenues sur le banc XCAN par mesure I/Q de deux faisceaux [Fsaifes et al., 2020] à gauche et interférométrie PISTIL pendant la première campagne de tests à droite (la bande de fréquences accessible par le prototype PISTIL est signalée par le rectangle à bordures noires à gauche). Les fibres voisines ont été aléatoirement choisies pour se rapprocher de la mesure I/Q (pas de connaissance des fibres).

Remarque sur le repliement de spectre (*aliasing*) : pour les tests de 2020, la fréquence maximale de caméra de l'interféromètre PISTIL était réglée à 200 Hz, autorisant une bande passante de 100 Hz. Il n'est pas exclu que certaines hautes fréquences ont été repliées. Toutefois l'incidence de ce problème est minimisée : les principaux pics du spectre selon les mesures XCAN s'agglomèrent autour de valeurs multiples de 200 Hz (le plus prépondérant), et une zone à 300 Hz. Or, comme le repliement est donné par $|f_s - f_X|$ avec f_s la fréquence d'échantillonnage et f_X la fréquence considérée, nous trouvons donc un repliement à 0 Hz ou 100 Hz. Ces fréquences ne sont pas étudiés dans les DSPs PISTIL de 2020 puisque les deux valeurs sont les bornes de la bande passante. Cette remarque est aussi valable pour les mesures 2021 à venir.

J'ai remarqué de légères différences entre les DSPs en fonction du numéro de canal et plus précisément de sa position dans la pupille, entre le centre et les bords (Figure 5.14). Ces différences se voient au niveau des pics fréquentiels apparaissant soit en boucle ouverte soit en boucle fermée.

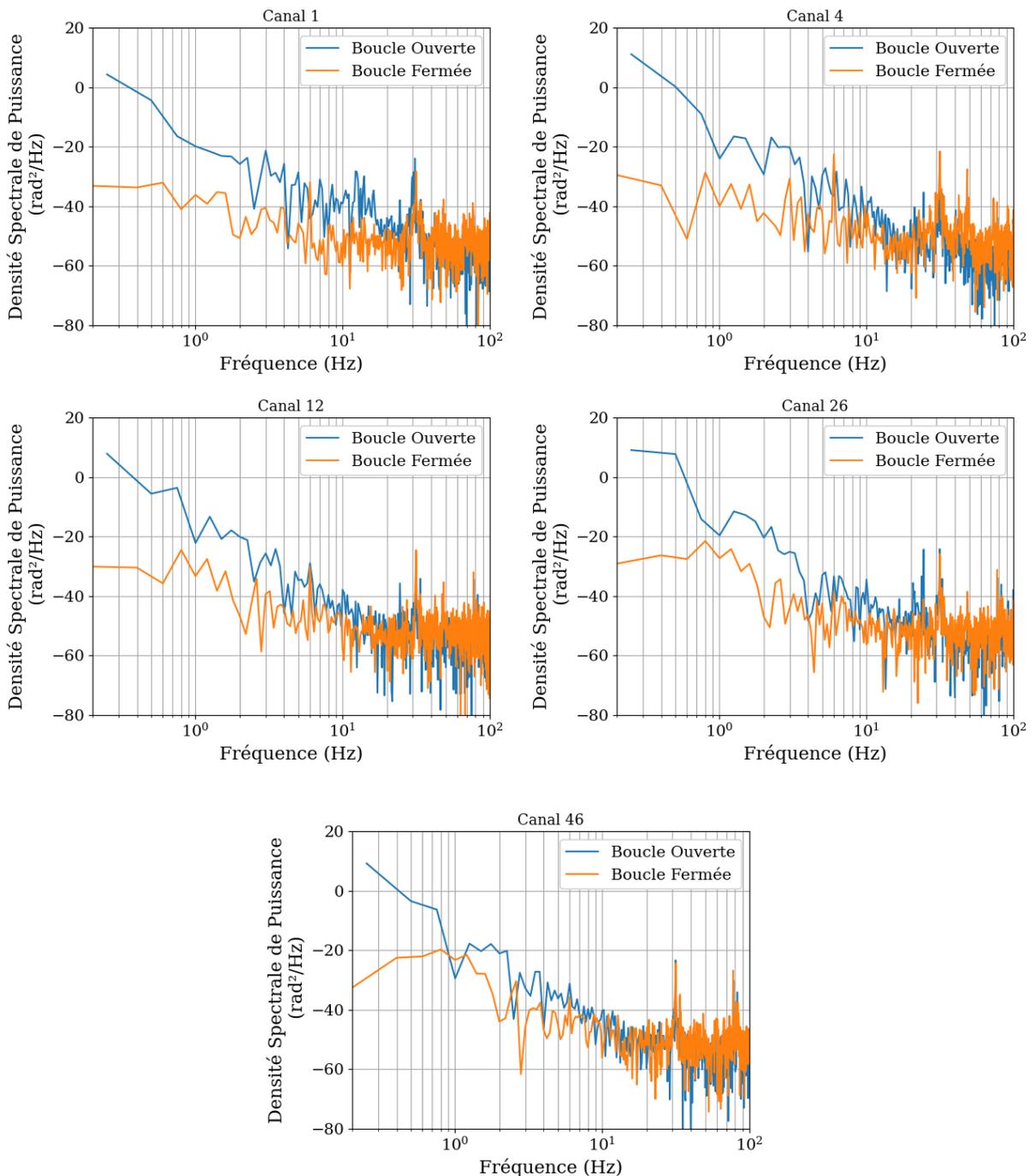


FIGURE 5.14 – Exemples de 5 DSPs prises correspondant à différentes fibres. Les canaux sont indiqués en haut. Plan disponible en Figure 0.1 (marque-pages).

La suite de cette étude nous emmène vers l'application de la décomposition modale aux séquences en boucle fermée, afin de confirmer la présence des modes de basculement. Pour toutes les mesures, nous constatons à nouveau la domination du basculement à un RMS moyen de 0.12 rad RMS , soit $\lambda/52$. Cette valeur correspond au cahier des charges du laser XCAN proposé par A. Heilmann dans sa thèse [Heilmann, 2018] (page 70), qui préconise une dispersion spatiale (valeur RMS) des pistons de $\lambda/48$. Un exemple de décomposition

modale est montré en Figure 5.15 avec une mesure de 30 secondes échantillonnée à 200 Hz. Elle rappelle qu'il y a souvent quasi-égalité entre valeurs RMS de basculement et dispersion spatiale des pistons (déjà abordé dans le chapitre 3). Soulignons aussi que le seuil de la somme de toutes les aberrations résiduelles (en rouge), est relativement constant avec une moyenne de 0.07 rad RMS ($\lambda/90$). J'é mets l'hypothèse que ce seuil représente la meilleure qualité de mise en phase atteignable sur la chaîne laser.

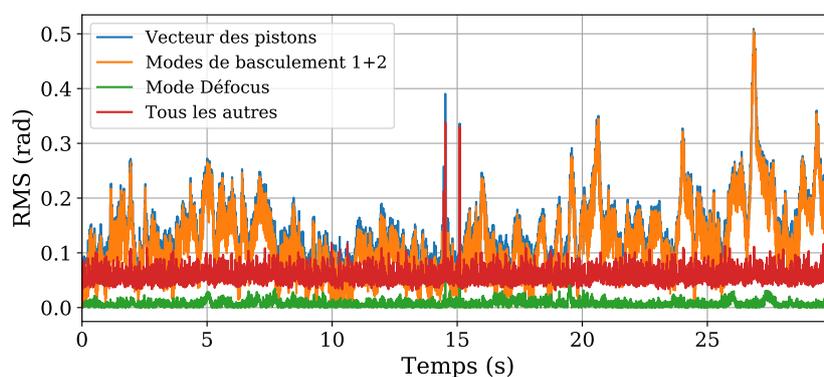


FIGURE 5.15 – Décomposition modale de la boucle fermée (échantillonnage 200 Hz) durant la première campagne de tests.

Lorsqu'il y a 4 couronnes soit 61 canaux, les directions des modes de basculements en pistons sont semblables aux axes principaux d'un repère ($O, \mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y$) (voir Figure 2.29). Nous pouvons donc les considérer simplement comme deux bascules selon l'horizontale et la verticale du laboratoire. J'ai par suite calculé leurs densités spectrales de puissance afin d'identifier des fréquences caractéristiques. Dans les mesures effectuées en 2020 (Figure 5.16, il est probable que le basculement vertical était plus important que l'horizontal : les pics fréquentiels communs aux deux modes (33 Hz, 50 Hz, 80 Hz) montrent qu'il y a toujours plus de puissance dans l'un que dans l'autre. De plus certaines fréquences caractéristiques, identifiées dans les séries de piston, se retrouvent uniquement dans le $\sim y$ -basculement (aux environs de 20 Hz et à 60 Hz).

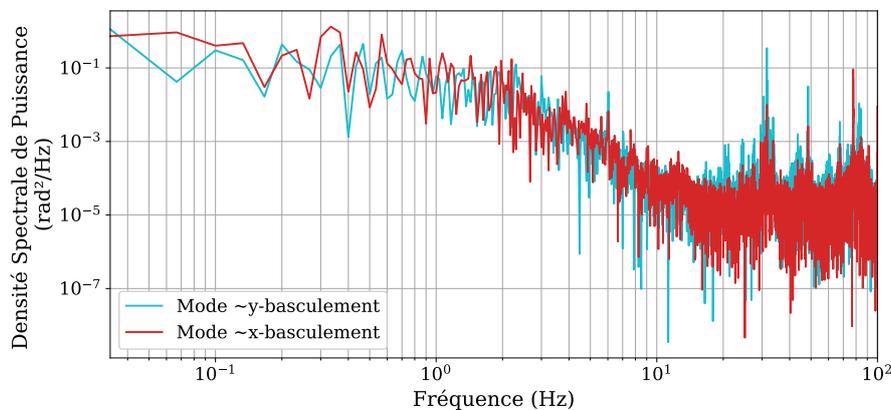


FIGURE 5.16 – Densités spectrales de puissance des modes de basculement de la boucle fermée pendant la campagne de 2020.

En convertissant l'amplitude des modes de basculement en angle d'inclinaison, je trouve un ratio d'environ 1 rad de mode pour $2.5 \mu\text{rad}$ d'angle d'inclinaison, calculé par rapport au diamètre de la pupille laser ($9d_F \approx 2.8 \text{ cm}$). Cet angle est relié à la mesure du décalage du faisceau combiné en champ lointain, comme nous l'avons vu dans le chapitre 4. L'équipe XCAN nous a fourni une estimation de la valeur de cet angle à $5 \mu\text{rad}$ moyen, obtenu à partir de l'étude du champ lointain dans des mesures faites *a posteriori*. Cette valeur est dans le même ordre de grandeur que ma propre estimation de $2.5 \mu\text{rad}$ en moyenne avec des données mélangées sur plusieurs expériences. Cette estimation est donnée axes x et y confondus.

Outre les phénomènes thermiques liés aux fibres en boucle fermée ou de manière étendue du matériel électro-optique, les ventilateurs installés sur les côtés de la tête peuvent selon moi participer à la génération de tels modes de basculement. Pour un ventilateur commercial typique tournant environ à 1800 rotations par minutes, une conversion en Hz ($1 \text{ rpm} = 1/60 \text{ Hz}$) donne une valeur de environ 25 Hz, ce qui est compatible avec les observations faites sur les DSPs.

Dans cette campagne de tests de 2020, nous avons montré que le miniPISTIL, une fois installé et aligné sur le banc XCAN, a été capable de produire des fonctions de mérite, classiques et originales, caractérisant la boucle fermée. Ces fonctions permettent de sonder intégralement la pupille laser, qu'elle soit considérée fibre à fibre ou dans son ensemble.

Campagne de mesures de 2021

Nous avons pu revenir sur le banc XCAN début 2021 après une mise à jour de ce dernier. Les concepteurs du laser ont remplacé le bâti monobloc de la tête laser par un bâti en nid d'abeille permettant un refroidissement actif autour du toron de fibres par l'ajout d'un circuit d'eau. Quatre fibres étaient hors service (voir Figure 5.7), plus précisément 3 non fonctionnelles et une fibre (numéro 24) dont j'ai demandé l'arrêt car elle possédait une variation de phase trop importante et trop rapide par rapport à ses voisines, telle que je n'aurais de toute façon pas pu la détecter via PISTIL car les franges y clignotaient constamment et peut être plus vite que la bande passante de la caméra.

Dans la campagne de mesures de 2021, miniPISTIL voit sa cadence augmentée jusqu'à 1 kHz grâce à une meilleure optimisation de l'enregistrement de ma part, ce qui lui octroie une bande passante de 500 Hz. La spécification de la boucle fermée va cette fois-ci porter sur la relation entre qualité de mise en phase et d'une part puissance transportée dans les fibres, de 20 W/pupille moyen à 760 W/pupille moyen (fonction du courant de pompe de ces dernières, entre $\sim 1 \text{ A}$ et 7 A), et d'autre part taux de répétition de l'impulsion 55 MHz et 429 kHz respectivement.

J'ai tout d'abord comparé les mesures de 2020 avec les mesures 20 W/pupille et 55 MHz de 2021 pour distinguer la contribution du nouveau système de refroidissement pendant la boucle fermée. Dans la Figure 5.17, j'affiche les DSPs de la boucle fermée de deux canaux (1 et 46) avant (violet) et après (jaune) mise à jour de la tête laser. Les canaux sont affichés en haut des graphes. Nous pouvons remarquer que l'ajout du refroidissement à eau a diminué, voire fait disparaître, certaines harmoniques comme le 30 Hz et le 80 Hz. Le seuil moyen de la partie hautes-fréquences du spectre diminue aussi de -50 dB à -55 dB. En revanche, il semble y avoir légèrement plus de variations basses fréquences, la courbe violette étant toujours un peu au dessus de la courbe jaune. Je pense que cette augmentation est ponctuelle car son amplitude est moindre dans les autres mesures qui ont eu lieu dans la même journée.

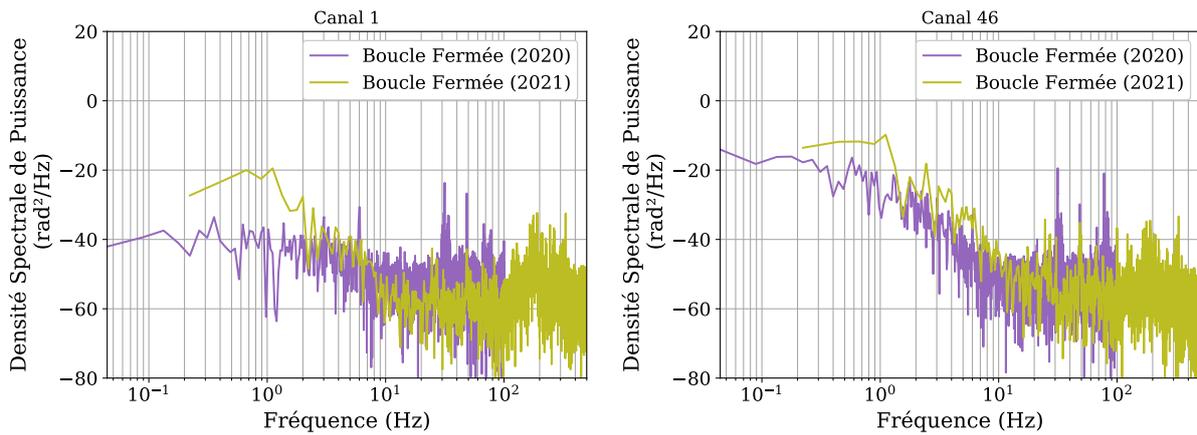


FIGURE 5.17 – Comparaisons des DSPs des boucles fermées prises avant (P61, violet) et après (P57, jaune) installation de la nouvelle tête laser sur XCAN (20 W/pupille, 55 MHz). Nous pouvons notamment remarquer des disparitions de fréquences caractéristiques entre les courbes.

En affichant la carte des RMS, nous nous rendons compte qu’il existe désormais un axe de basculement privilégié divisant la pupille le long d’une ligne quasi-verticale. Cette observation me semble confirmée par la présence d’une harmonique supplémentaire dans le mode $\sim x$ -basculement, aux alentours de 25-30 Hz (Figure 5.18).

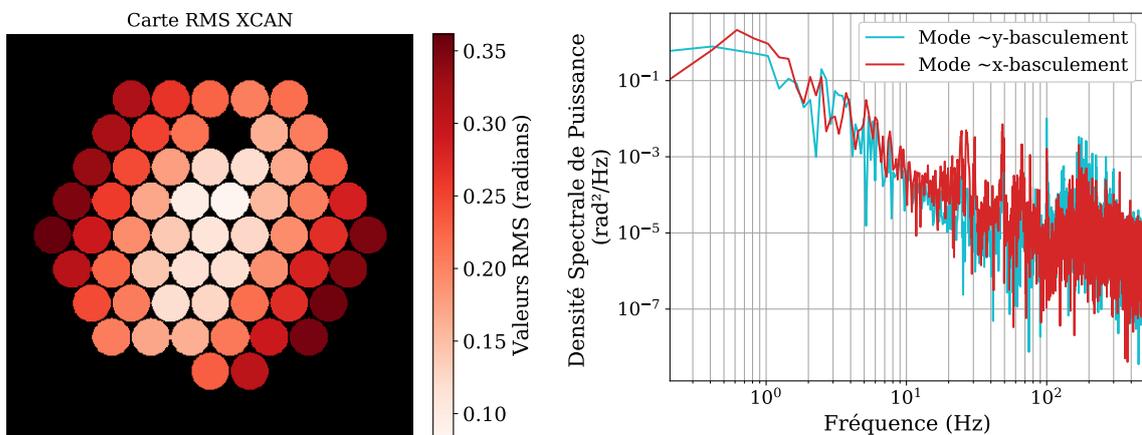


FIGURE 5.18 – Carte des RMS et densités spectrales de puissance des modes de basculement en pistons (mesures 2021, 20 W/pupille, 55 MHz).

Néanmoins, si l’on regarde la Figure de participation des modes (Figure 5.19), nous avons une moyenne de 0.17 rad RMS ($\lambda/37$) de participation des basculements en pistons, une valeur assez lointaine de celle trouvée en 2020 ($\lambda/52$). La valeur du plancher est toutefois de 0.105 rad RMS ($\sim \lambda/60$). Nous remarquons aussi un certain événement périodique de très basse fréquence dans les résidus, qui arrive toutes les secondes à partir de $t = 0.6$ s bien que difficilement discernable au début. Il se remarque sur beaucoup de modes et plus particulièrement ceux à symétrie centrale ainsi que les séries individuelles. Selon moi, il correspond soit à un ‘retour chariot’ des étireurs de fibre (FS) contrôlant le piston de phase du canal soit à un bruit environnemental. Il n’est pas présent dans toutes les mesures.

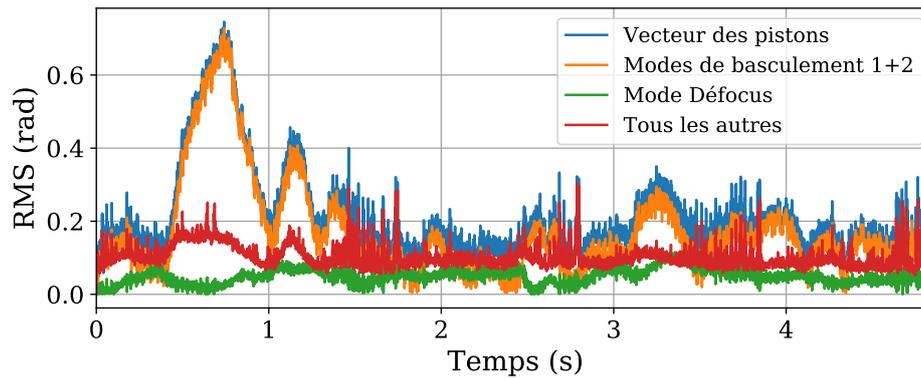


FIGURE 5.19 – Décomposition modale de la boucle fermée pour la mesure 2021, 20 W/pupille, 55 MHz. L'événement de période 1 s se remarque par une excitation de presque tous les modes vers 1.6 s et au-delà, mais semble être plongé dans le bruit pendant la première seconde.

Une autre manière d'identifier cet événement est d'utiliser le spectrogramme des mesures en calculant des transformées de Fourier par intervalles⁵ (Figure 5.20). Dans le spectrogramme, l'événement est marqué par une pulsation poly-fréquentielle et sa période peut être estimée à environ 1 s, ce qui permet de confirmer la valeur du paragraphe précédent. L'introduction de cet outil d'analyse me semble approprié pour confirmer la présence de l'événement et pour identifier dans le futur les phénomènes de modulation en fréquence des phases.

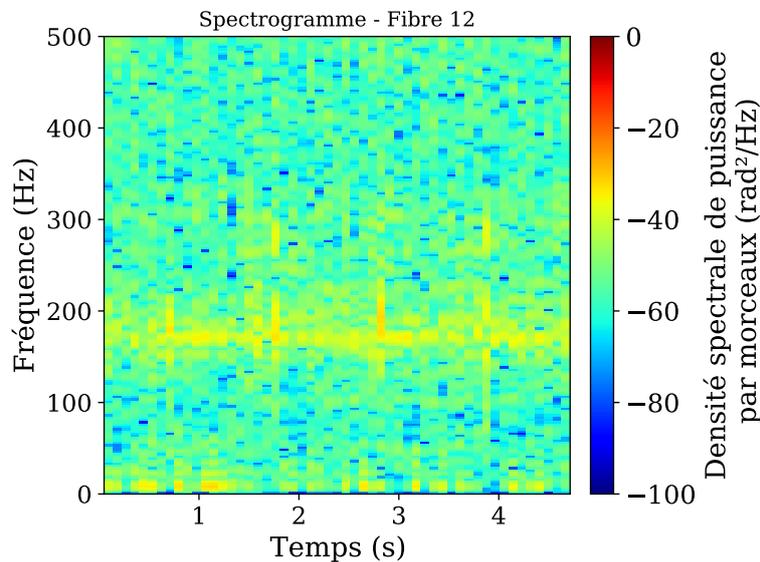


FIGURE 5.20 – Spectrogramme de l'évolution de phase de la fibre 12 pour la mesure 2021, 20 W/pupille, 55 MHz. L'événement de période 1 s se remarque par une augmentation de la DSP sur une large bande vers 0.6-0.8 s et ainsi de suite.

Nous disposons dès à présent d'un large panel d'outils pour exploiter les pistilogrammes

5. <https://docs.scipy.org/doc/scipy/reference/generated/scipy.signal.spectrogram.html>

et les mesures de manière subordonnée pour toutes les expériences de type boucle fermée que j'ai pu mener sur le banc XCAN. Après avoir réalisé les tests à même niveau de puissance qu'en 2020, nous sommes passés à une puissance de 100 W/pupille moyenne à une cadence d'impulsion de 55 MHz. Là aussi, les essais ont été concluants (Table 5.1, encadrés 2020 et 2021-A).

Puis, nous sommes passés à des tests haute puissance, en passant à une cadence d'impulsion de 429 kHz. Il a fallu rajouter plusieurs densités neutres sur le chemin optique menant à l'interféromètre, et protéger ses éléments nus, car il n'y a pas encore de bâti autour de miniPISTIL (photo Figure 5.6). Durant ces derniers tests, nous avons augmenté progressivement la puissance transportée de la vingtaine de W à un total de 760 W/pupille moyen. Les résultats quantitatifs de la mise en phase sont regroupés dans la Table 5.1, encadré 2021-B. Un exemple de DSPs pour le canal 1 et les 4 derniers niveaux de puissance testés est montré en Figure 5.21.

La qualité de la boucle reste relativement identique et conforme au cahier des charges pour tous les tests [Heilmann, 2018], sauf ceux à la plus haute puissance (7 A de courant de pompe, 760 W moyen) où je peux observer une baisse significative de la qualité de correction. Cependant, cela ne nous surprend pas. A ce niveau de puissance, nous sommes complètement dans le régime de fonctionnement non linéaire des amplificateurs fibrés.

TABLE 5.1 – Qualification de la boucle fermée sur le laser XCAN (temps moyen des mesures = 15 s, cadence 1 kHz sauf pour 2020 effectuée à 200 Hz). $\langle\sigma_S(t)\rangle$: dispersion spatiale moyenne des pistons. $\sigma_T(\sigma_S(t))$: valeur RMS temporelle de cette dispersion spatiale.

Puissance	Cadence	$\langle\sigma_S(t)\rangle$ (RMS)	$\sigma_T(\sigma_S(t))$ (RMS)	Basculement max
2020 20 W	55 MHz	0.12 rad ($\lambda/52$)	0.04 rad	2.5 μ rad
2021-A 20 W	55 MHz	0.17 rad ($\lambda/37$)	0.08 rad	5 μ rad
100 W	55 MHz	0.13 rad ($\lambda/50$)	0.04 rad	2.5 μ rad
2021-B 20 W	429 kHz	0.16 rad ($\lambda/40$)	0.08 rad	9 μ rad
200 W	429 kHz	0.16 rad ($\lambda/40$)	0.09 rad	5 μ rad
460 W	429 kHz	0.14 rad ($\lambda/47$)	0.05 rad	2 μ rad
760 W	429 kHz	0.4 rad ($\lambda/16$)	0.2 rad	11 μ rad

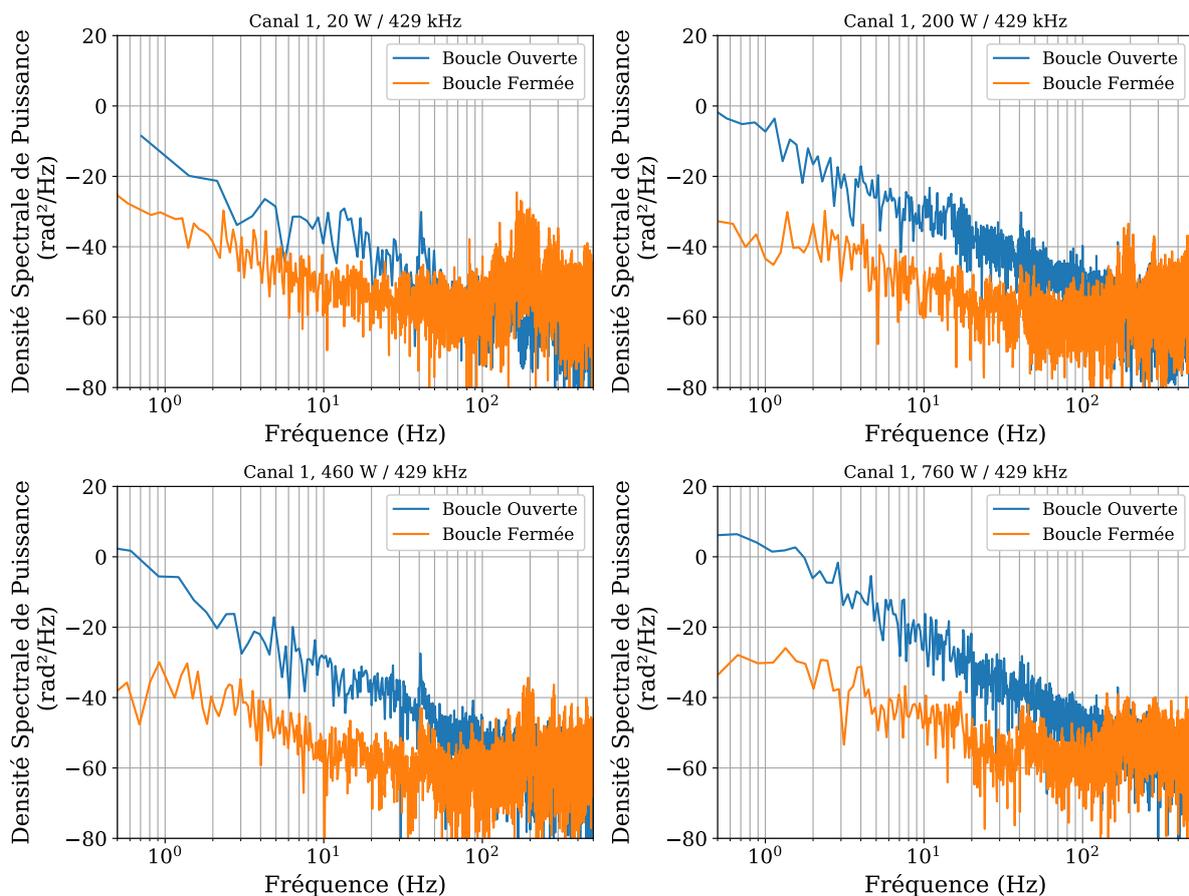


FIGURE 5.21 – DSPs du canal 1 en boucles ouverte et fermée pendant les mesures 2021 avec augmentation du niveau de puissance moyenne (429 kHz de cadence de répétition laser).

Faire la comparaison entre les DSPs de la boucle ouverte et de la boucle fermée permet de prendre connaissance des bandes de fréquences corrigées, laissées intactes ou parfois légèrement amplifiées. Cependant, ce n'est pas toujours évident avec les données brutes (bien qu'il est possible de raffiner les DSP en utilisant la méthode de Welch, par exemple). J'introduis ici un critère calculé à partir des DSPs pour mieux faire ressortir les différences entre les états de la boucle. Il s'agit de l'écart-type cumulé (RMS cumulé ou CRMS) en fonction la fréquence f de la densité spectrale. Il est obtenu en intégrant progressivement cette dernière dans des intervalles de taille $[f, f_{max}]$ avec f_{max} choisie soit comme la moitié de la fréquence d'échantillonnage, soit comme un seuil de bruit de l'instrument de mesure. Nous nous limiterons à $f_{max} = 0.8(f_s/2)$ et n'intégrerons que de f_{max} à 1 Hz dans ce sens. Je choisis la définition ci-après (n indique le numéro de fibre) :

$$\text{CRMS}_n(f) = \sqrt{\int_f^{f_{max}} \text{DSP}_n(\nu) d\nu} \quad (5.1)$$

La métrique CRMS a été utilisée dans différents travaux pour donner une estimation de l'écart-type du signal de phase si seul l'intervalle de fréquence $[f, f_{max}]$ est considéré [Augst et al., 2007, Zhou et al., 2009c, Azarian, 2012, Srinivasan et al., 2018]. Un exemple de calcul du CRMS pour le canal 1 et différents niveaux de puissance moyenne est affiché en

Figure 5.22. Dans les quatre panneaux, qu'il faut lire dans le sens d'intégration (de droite à gauche) le CRMS converge en boucle fermée vers un plateau car les basses fréquences sont grandement atténuées. En boucle ouverte en basse fréquence, le CRMS augmente rapidement, ce qui est attendu d'après les DSPs de la Figure 5.22. Mais il est intéressant de remarquer que, dans certains cas, ici notamment le premier (20 W), la correction en boucle fermée ajoute beaucoup de signal aux alentours de la centaine de Hz, comparé au signal de la boucle ouverte. Cette zone serait peut-être associée au fonctionnement typique de la boucle fermée.

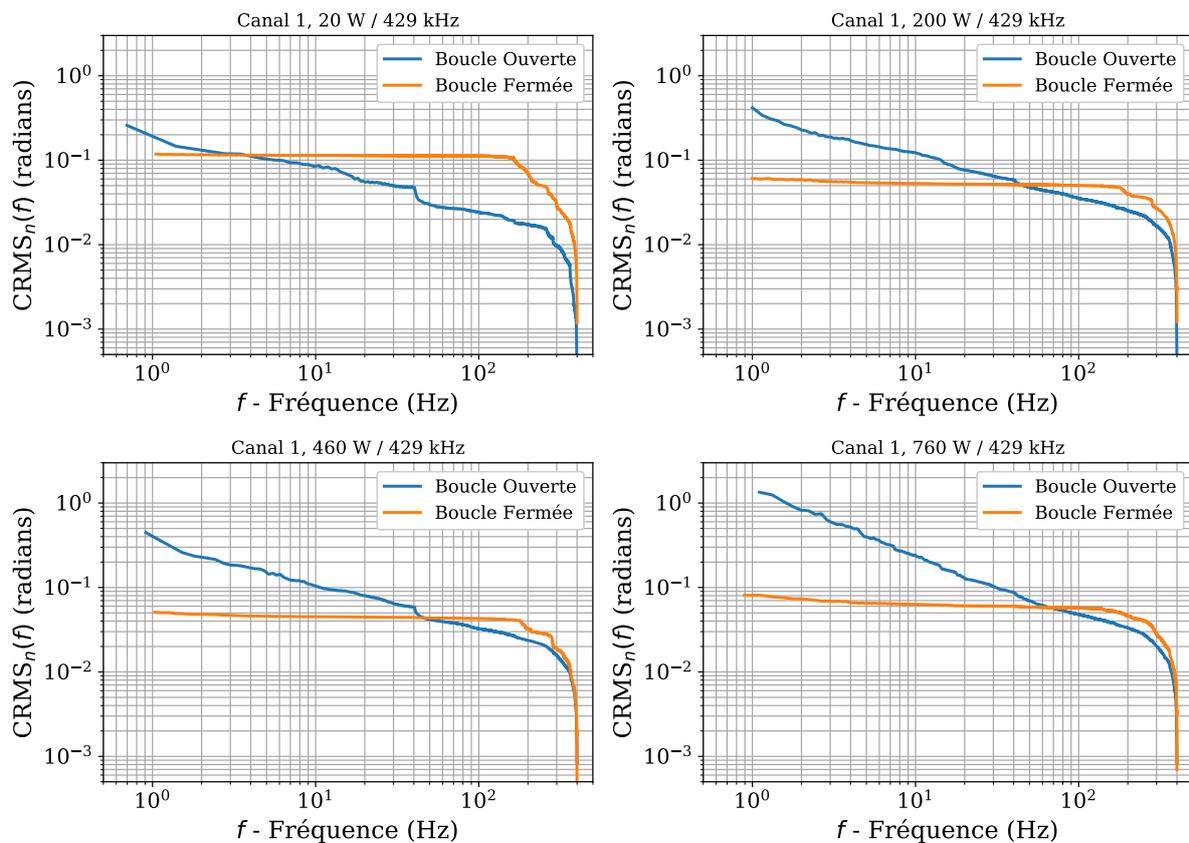


FIGURE 5.22 – CRMS du canal 1 en boucles ouverte et fermée pendant les mesures 2021 avec augmentation du niveau de puissance moyenne. La lecture du CRMS se fait de droite à gauche. Remarquons que la mesure en boucle fermée converge vers un plateau aux basses fréquences, mais présente pour les plus bas niveaux de puissance un "surplus" de valeur RMS au alentours de 100 Hz.

Nous voyons aussi dans la Figure 5.22 que la boucle ouverte présente déjà quelques différences en fonction du niveau de puissance : pente de droite à gauche du CRMS, mais aussi apparition de petites "marches" qui sont dues à l'intégration de pics dans la DSP (exemple dans le cas 20 W, vers 40 Hz). Aussi, je propose dans la suite un essai sur le diagnostic du fonctionnement du laser sans boucle d'asservissement.

5.2.3 Étude de l'évolution des phases des fibres en boucle ouverte en fonction de la puissance transportée

Motivations

L'objectif de cette étude est de caractériser de manière phénoménologique une population de fibres amplifiées prêtes à être utilisées dans le cadre de la combinaison cohérente. Les 61 (ou 57) fibres amplifiées du laser XCAN constituent dès lors un échantillon-type : déjà installées et arrangées dans la tête laser, elles représentent un système CBC à l'état de construction. Mesurer les phases des fibres sans aucun asservissement est donc un moyen de réaliser cette caractérisation. La phénoménologie de la population des fibres amplifiées pourrait permettre de concevoir une contre-réaction adaptée (nous pourrions même dire personnalisée), ou de fournir de plus amples informations pour renforcer un système de contrôle déjà existant. Cette étude anticipe un futur dans lequel l'explosion de la technologie CBC amène à la combinaison de plusieurs centaines de canaux. La gestion du positionnement de ces derniers dans toute la partie fibrées deviendra alors critique et pourrait même amener de nouvelles perturbations qu'il faudra compenser en plus du comportement de la chaîne d'amplification.

En boucle ouverte, les variations des phases sont entièrement libres. En conséquence, elles montrent une certaine diversité (Figure 5.23), si bien que l'on pourrait au premier abord considérer qu'il y a autant de classes de variations que de fibres, 57 pour la campagne 2021. Environ 10% des canaux ont une variation exotique (c'est-à-dire qui se démarque clairement de la tendance), mais ce ne sont pas toujours les mêmes. Il faudrait donc tout d'abord réfléchir à une classification des canaux.

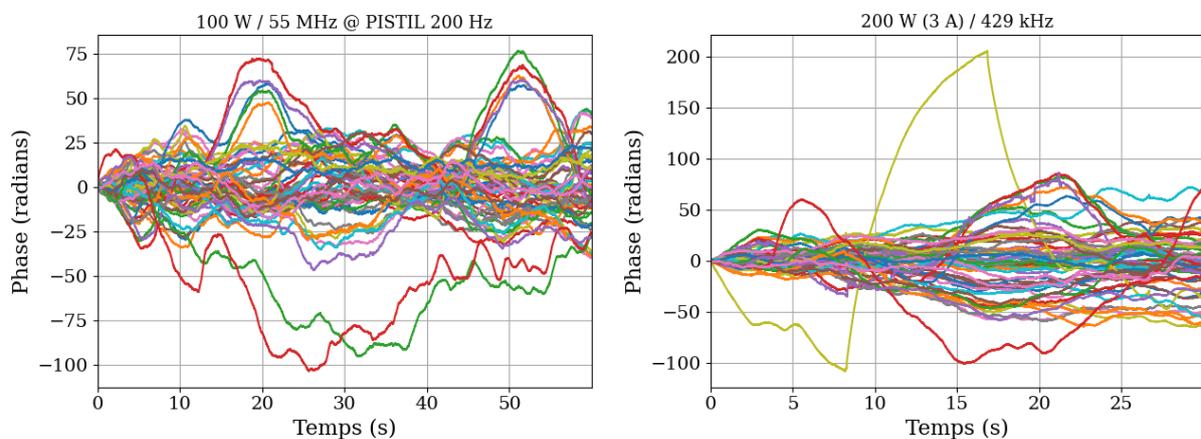


FIGURE 5.23 – Variations libres des phases des fibres du laser XCAN pendant des séquences boucles ouvertes avec puissance et cadence de répétition différentes. Les variations exotiques correspondent à celles s'éloignant le plus vite et le plus loin de la tendance générale.

Analyse spectrale et décroissance spectrale globale : première classification

Nous pouvons observer bien des comportements différents, mais cela ne veut pas forcément dire qu'il y a 57 classes de variations pour 57 fibres. Je tente dans cette section de classer les fibres/canaux par caractéristiques marquantes communes. Pour ce faire, nous commençons par calculer les DSPs des pistons de phase, dont je donne 4 exemples issus de

4 canaux différents pour des couples puissance/cadence variés en Figure 5.24 (cadence de répétition laser de 429 kHz).

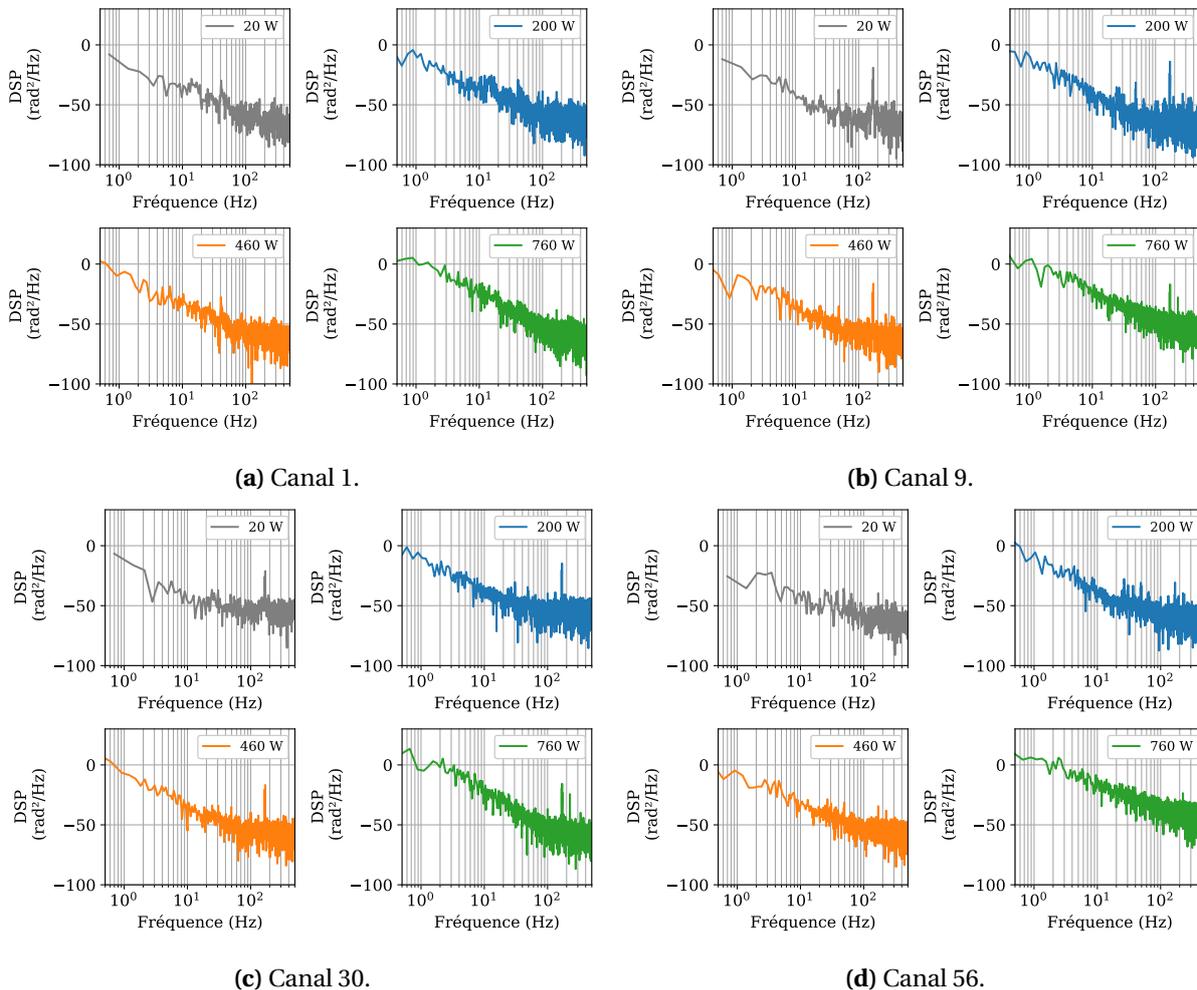


FIGURE 5.24 – Densités spectrales de puissance en fonction du canal et de la puissance pupille moyenne.

L'observation de ces DSPs me laisse penser qu'il est possible de classer les canaux par pentes des décroissances spectrales et constante à l'origine associée, présence ou non de fréquences caractéristiques (ou pics).

Je propose alors un premier classement en constante et pente par régression linéaire d'un modèle a/f^b sur les densités spectrales (exemple en Figure 5.25). Nous nous concentrons sur le milieu du spectre [1, 100] Hz pour ne pas prendre en compte les points du bord qui sont soit trop peu nombreux à gauche, soit parfois biaisés car proche de la fréquence d'échantillonnage caméra. La mesure 100 W / 55 MHz ne sera pas traitée car elle a été enregistrée avec un fps caméra de 200 Hz. Pour une lecture plus simple, les constantes à l'origine seront exprimées en décibels ($10 \cdot \log_{10}(DSP)$). Les résultats des régressions peuvent être rassemblés dans une nouvelle Figure de mérite de type carte, dans la Figure 5.26. Dans cette carte sont consignées les valeurs des constantes a en lieu et place des fibres correspondantes, tandis que l'échelle des couleurs renseigne sur la pente de décroissance spectrale b .

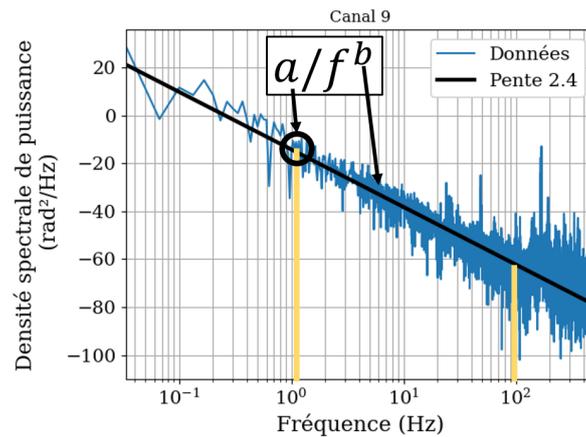


FIGURE 5.25 – Résumé graphique de la régression du modèle dit 'à une pente' a/f^b . Données extraites d'une mesure 200 W / 429 kHz.

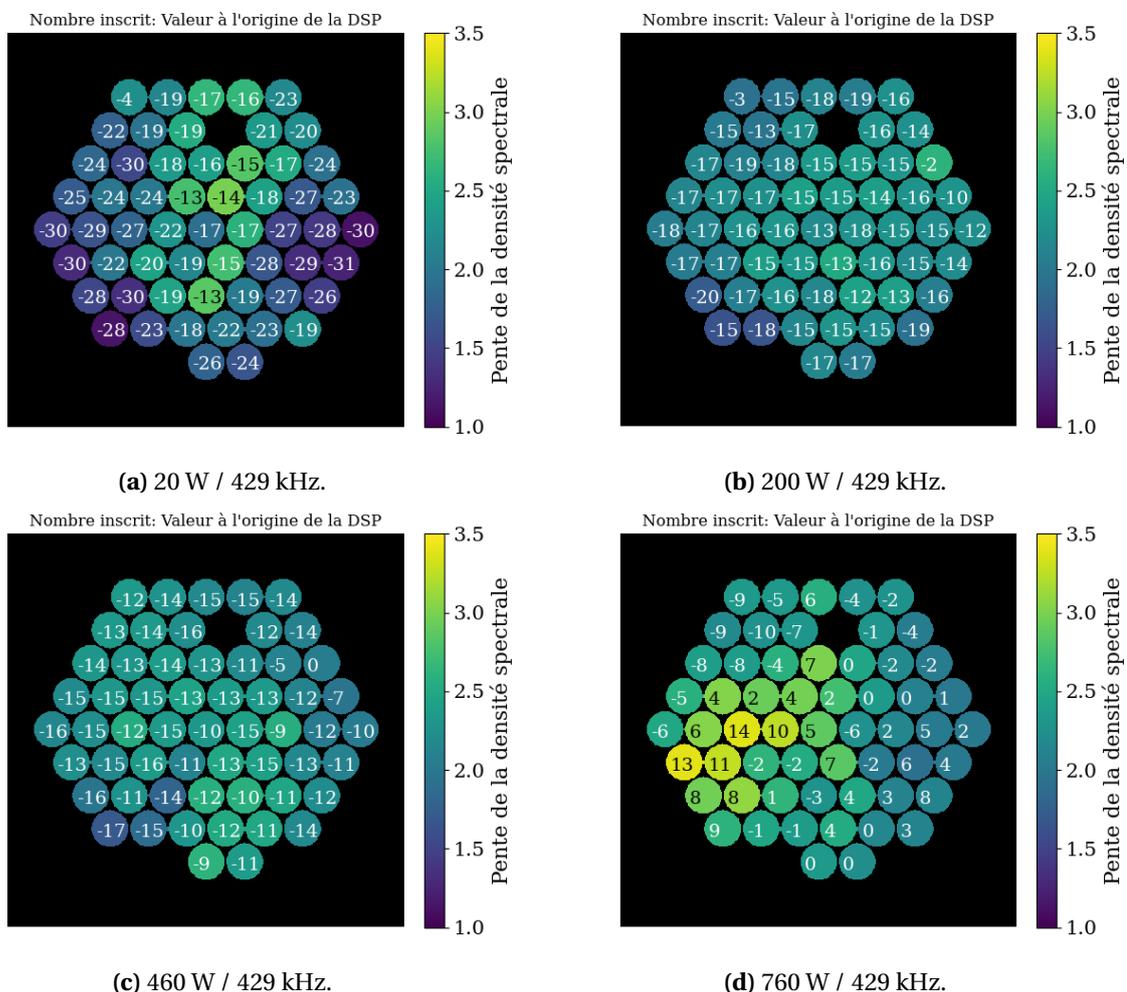


FIGURE 5.26 – Carte des pentes des densités spectrales de puissance en fonction de la puissance moyenne par pupille. Le type de régime est à peu près similaire dans les trois premiers cas, et subitement change dans le cas du régime de puissance non-linéaire.

Les cartes montrent que la pente et la constante à l'origine des DSP augmentent en moyenne avec la puissance transportée dans les fibres et subitement pour le passage à

760 W / 429 kHz, sauf pour quelques cas réfractaires que je n'ai pas pu expliquer à ce jour. La répartition des valeurs des constantes a , représentant un seuil de la DSP (si elle est écrite en $\log\text{-}\log a - b \cdot \log_{10} f$), soulignent qu'à basse puissance en boucle ouverte, les fibres les moins bruitées se trouveraient sur les bords de l'hexagone. Cela est faiblement corrélé avec le circuit de refroidissement, voire l'écoulement interne. Néanmoins dès que la puissance transportée dans les fibres dépasse un total de 200 W / pupille moyen, les valeurs des constantes sont homogénéisées. Tout comme les pentes d'ailleurs, dont on peut donner une répartition entre $b = 1.5$ et $b = 3.5$. La valeur des pentes est plus susceptible de modifier le comportement de la phase du canal que sa constante liée. En effet, nous associons souvent :

- Le bruit rose $1/f$ correspond à $b = 1$, situation relativement rare ici. Il est souvent relié à une origine électronique.
- La bruit Brownien en $1/f^2$ représente le cas moyen de la distribution des pentes ($b = 2$). Il indique que nous sommes en train de calculer la densité spectrale de puissance d'un phénomène type marche aléatoire, mouvement Brownien ou répétition fractale. Dans ce cas précis, nous pouvons estimer le pas de la marche aléatoire (supposée Gaussienne) à $\sqrt{2}$ près en calculant l'écart-type de la dérivée temporelle du signal de phase⁶. Un exemple est donné en Figure 5.27. La Figure est assez surprenante d'ailleurs : si nous supposons que toutes les fibres sont Browniennes, alors nous pourrions suggérer qu'elles obéissent quasiment toutes à la même loi.
- Le bruit $1/f^3$ correspond à un bruit rose pour la fréquence du champ électrique considéré [Rubiola, 2008], cependant son effet est très faible compte tenu de la bande spectrale regardée par rapport à la longueur d'onde centrale de l'impulsion laser.

A priori, l'origine de cette pente de DSP est thermique. En effet dans les travaux de [Lombard et al., 2014, Lombard et al., 2015], des pentes similaires, entre -2 et -4, sont trouvées dans la même bande spectrale (0 jusqu'au kHz). Les auteurs ont mis en exergue trois régimes principaux : un régime thermique entre 0.01 Hz et la dizaine de Hz, un régime mécanique (ou acoustique) entre 10 Hz et la centaine de Hz, mais qui provoque surtout l'apparition d'harmoniques de résonance, puis une diminution subite de la DSP jusqu'à arriver à un plancher dominé par le bruit de l'électronique de mesure elle-même, au delà du MHz.

La connaissance de ces régimes peut permettre à l'utilisateur/concepteur du laser CBC de mieux renseigner ses simulations (comme proposé dans [Hu et al., 2015]), afin d'affiner le cahier des charges de la boucle de contrôle-commande. Elle donne aussi un argument en faveur de l'augmentation du nombre de fibres par rapport à la puissance transportée dans ces fibres (tout du moins après un certain seuil, ici entre 460 W et 760 W).

6. <http://mbhauser.com/informal-notes/white-gaussian-noise.pdf>

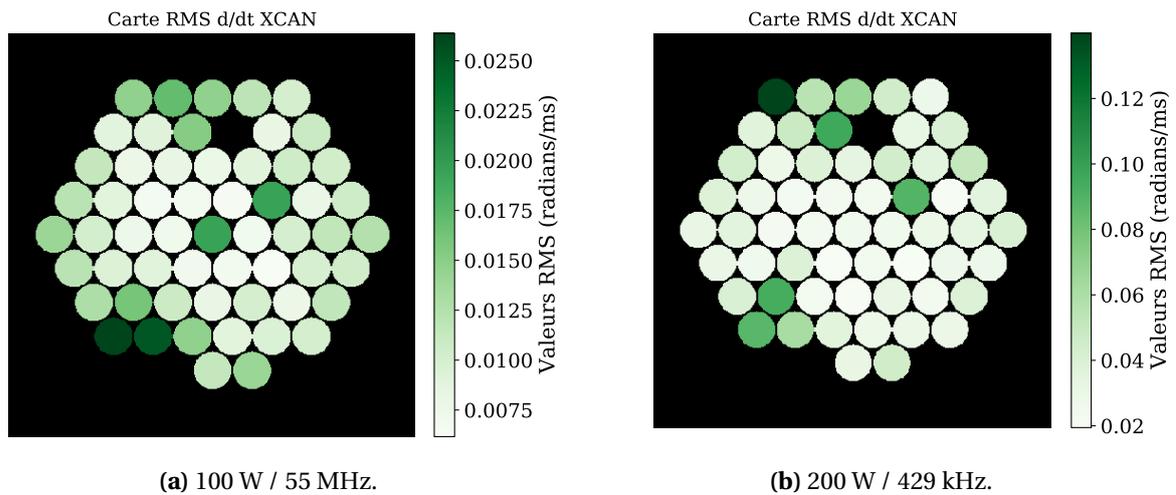


FIGURE 5.27 – Cartes des écart-types des dérivées des séries temporelles des phases en boucle ouverte. Sous l’hypothèse de densités spectrales Browniennes, chaque pastille représente une estimation du pas de la marche aléatoire Gaussienne associée.

Une fois les tendances des densités spectrales de puissance identifiées, il faut désigner un critère pour soupeser l’impact des fréquences caractéristiques (ou *spurs* en anglais) sur les variations de phase.

Effets des fréquences caractéristiques sur la valeur RMS totale du signal

Dans la littérature, deux références principales existent à ma connaissance pour la caractérisation d’une source laser fibrée dédiée à la CBC. La première est exploitée dans cette section et la seconde, dans la suivante.

Les auteurs du premier article [Augst et al., 2007] avaient commencé à travailler sur la CBC par détection optique hétérodyne [Augst et al., 2004] (annexe A.1.2), dans laquelle ils avaient fourni une première mesure de la variation de phase à la sortie d’un amplificateur commercial. Dans l’article de 2007, ils ont poursuivi cette recherche afin de déterminer un critère d’estimation d’une fréquence de coupure nécessaire pour mettre en phase des amplificateurs à fibre pour la CBC. Ce critère est l’écart-type cumulé CRMS, dont la mesure tirée des travaux de Augst est montrée en Figure 5.28.

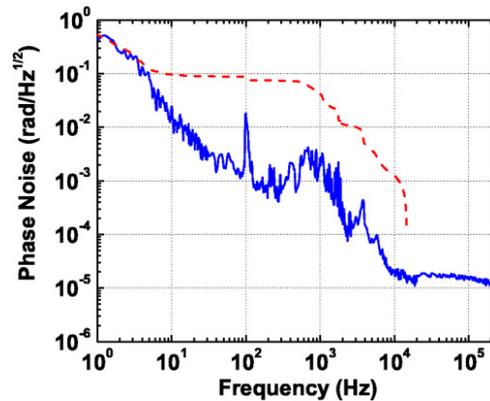


FIGURE 5.28 – Fonction de mérite du RMS cumulé (CRMS) proposée par [Augst et al., 2007]. Courbe bleue : racine de la DSP. Courbe rouge pointillée : RMS cumulé (CRMS) intégré et lu de la droite vers la gauche. Lorsque ce dernier prend subitement de la valeur (sauf tout début), cela veut dire que la bande intégrée apporte beaucoup de perturbation (conclusion personnelle).

Mais les auteurs sont revenus sur leurs propos dans leur article, car la fréquence de coupure trouvée était beaucoup trop petite (de l'ordre du Hz). Les années suivantes, les autres auteurs [Augst et al., 2007, Zhou et al., 2009c, Azarian, 2012, Srinivasan et al., 2018] ont utilisé le CRMS comme je l'ai écrit dans la section précédente, c'est-à-dire une estimation de l'écart-type du signal si seul l'intervalle de fréquence $[f, f_{max}]$ est considéré. Le CRMS se montre utile autant en boucle fermée (Figure 5.22) qu'en boucle ouverte. Pour être plus précis, j'emprunte en fait aux électroniciens son rôle le plus utile⁷, qui est de comparer l'apport en RMS des pics de fréquences caractéristiques (les *spurs*) par rapport aux valeurs RMS totales avec et sans spurs.

Dans la Figure 5.29 sont montrés quatre graphes de CRMS intégrés depuis les DSP expérimentales (pour plusieurs canaux et plusieurs puissances), avec f allant de f_{max} à 1 Hz, donc de droite à gauche du spectre.

7. <https://www.silabs.com/documents/public/white-papers/timing-jitter-tutorial-and-measurement-guide.pdf>

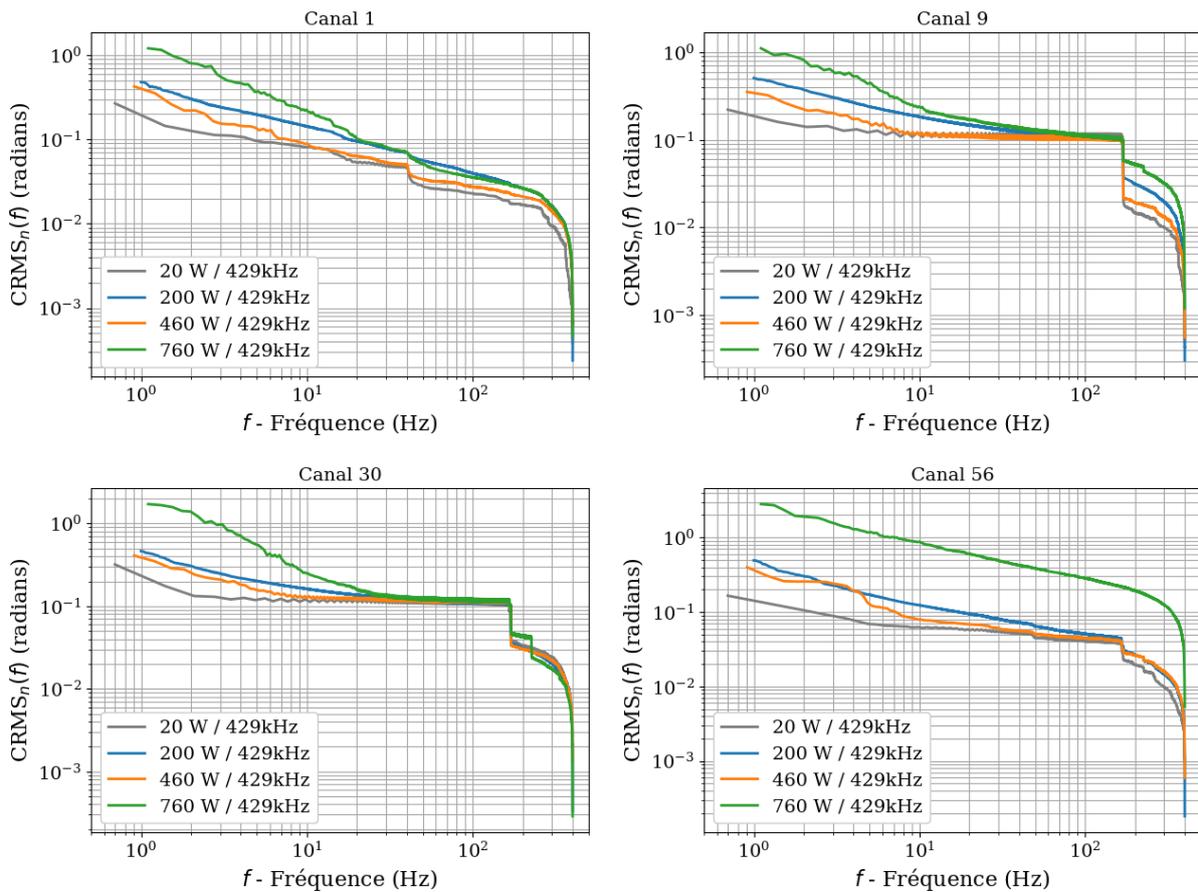


FIGURE 5.29 – CRMS du bruit de phase en fonction du canal (haut du graphe) et de la puissance (couleurs). Le sens de lecture privilégié de chaque graphe est de droite à gauche. Les rapides sauts de CRMS au fur et à mesure de l'intégration (de droite à gauche) signifie que la zone intégrée apporte un bruit qui est peut être significatif.

Les analyses graphiques du CRMS nous amènent à conclure que la principale perturbation se trouve dans le régime basse fréquence peu importe la puissance transportée dans les fibres. Les fréquences caractéristiques communes à tous les régimes de puissance ne semblent pas liées à un phénomène thermique ou électronique du canal associé. En effet pour le canal 9, nous pouvons voir que la participation au CRMS du pic 170 Hz culmine au même point (~ 0.13 rad) pour les quatre puissances testées. Pour la puissance 20 W, elle contribue à elle seule à un gain de ~ 0.11 rad RMS, soit à peu près 50% de l'intégrale sur tout le domaine (~ 0.23 rad). Cette participation décroît avec la puissance, pour atteindre 31%, 18% et enfin $<10\%$ aux valeurs successives. Comme la valeur maximale du CRMS pour le pic 170 Hz du canal 9 est indépendante de la puissance, je pense que cette fréquence caractéristique est d'origine mécanique : une vibration mécanique se somme au bruit de phase inné de la chaîne d'amplification. Notons aussi qu'à partir d'un certain niveau de puissance, de nouvelles harmoniques apparaissent, comme c'est le cas pour le canal 30, à une puissance de 760 W. Outre cela, il n'y a en revanche pas de changements bien discernables concernant le type de régime haute fréquence des DSP (sauf canal 56, 760 W) ; l'intégrale y est toujours identique.

Le calcul du CRMS et son étude fine pour tous les canaux de la tête laser, rendue possible par l'interférométrie PISTIL, me paraît donc être un critère important et surtout utile pour

mieux connaître la composition de la population de fibres. Cette approche est intéressante dans l'optique d'une révision des simulations de la conception d'une boucle de contrôle méticuleuse, ou tout simplement pour un diagnostic de maintenance du laser (identification de nouveaux pics ou d'une dérive des pics). D'ailleurs dans le premier cas, une ouverture possible est de comparer le CRMS expérimental avec celui donné par la classification $DSP_n = a_n / f^{b_n}$, puisque dans ce cas là, il se calcule facilement :

$$CRMS_n^{ab}(f) = \sqrt{\int_f^{f_{max}} \frac{a_n}{v^{b_n}} dv} = \sqrt{a_n \left(\frac{f_{max}^{-b_n+1}}{-b_n+1} - \frac{f^{-b_n+1}}{-b_n+1} \right)} \quad (5.2)$$

Analyse temporelle et fonction de structure de la phase

L'emploi du CRMS ne permet pas de trouver la bande passante nécessaire à la boucle de contrôle commande. Or, c'est un paramètre clef de la conception ou l'amélioration d'une contre-réaction. Pour estimer cette bande passante, les auteurs du second papier de référence [Jones et al., 2007] proposent d'appliquer la première fonction de structure pour les pistons de phase, notée ici SF :

$$SF_n(\tau) = \langle |\varphi_{0,n}(t+\tau) - \varphi_{0,n}(t)| \rangle \quad (5.3)$$

qui est dans un certain sens une mesure de l'accumulation moyenne absolue de piston de phase pendant un certain temps $\tau \in [0, T_{max}/2]$ avec T_{max} la durée de la mesure. Ce même τ peut être vu comme un décalage de la série temporelle de piston $\varphi_{0,n}$; la courbe décalée et celle d'origine sont ensuite soustraites l'une de l'autre à la manière d'un calcul de coefficient de variation, à ceci près qu'il est calculé pour tous les points de mesure t et moyenné pour tous les décalages τ .

Les auteurs susmentionnés ont effectué une mesure avec un amplificateur à fibre fabriqué par eux-mêmes, déposé uniquement sur le banc optique de leur laboratoire. Ils ont publié le résultat de leur calcul de SF (Figure 5.30) ainsi que des valeurs de référence (bandes passantes, moyennes de variation de phase), qui ont servi de standard dans de plus récents travaux sur des amplificateurs utilisés en CBC [Wang and Si, 2009, Zhou et al., 2009c, Lombard et al., 2014, Lombard et al., 2015].

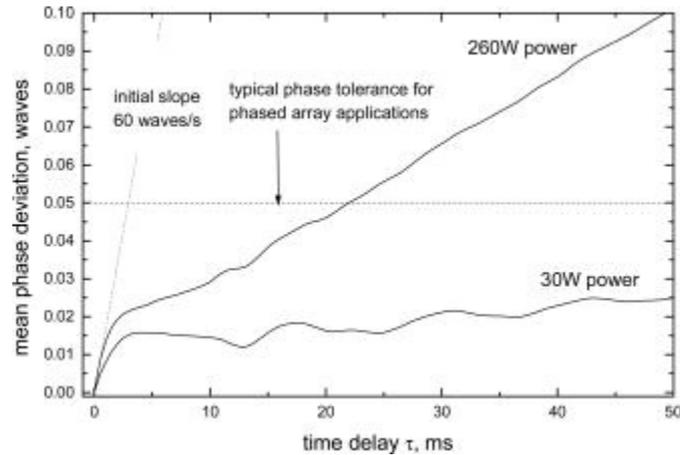


FIGURE 5.30 – Fonction de mérite de la première fonction de structure de la phase, proposée par [Jones et al., 2007]. Traits pleins : première fonction de structure. Ligne pointillée : tolérance typique des lasers CBC en 2007 ($\lambda/20$). L'intersection de la ligne pointillée et du trait plein donne une estimation de la fréquence de coupure minimale à utiliser dans la contre-réaction.

Des exemples sont affichés en Figure 5.31 pour les mêmes fibres que l'analyse du CRMS. Là encore, la présence de pics fréquentiels est immédiatement devinée. Par la lecture graphique, nous pouvons donc associer un "temps de vol" pour lequel la SF va dépasser le critère imposé de mise en phase, ici $\lambda/50$ RMS. Il suffit d'enregistrer l'abscisse de l'intersection entre la limite RMS et la SF considérée. Pour les exemples donnés, nous obtenons des temps de vol entre 1 ms et 20 ms qui dépendent des fibres. Dans le cas le pire, cette réflexion nous amène à conclure qu'il faut prévoir une bande passante d'au moins 1 kHz surtout pour le régime non linéaire (760 W / 429 kHz). A l'inverse dans le meilleur cas, une fréquence de coupure d'environ 100 Hz pourrait suffire en premier lieu, surtout s'il est possible de réduire l'effet du pic de bruit 170 Hz qui affecte certaines fibres (comme dans la figure).

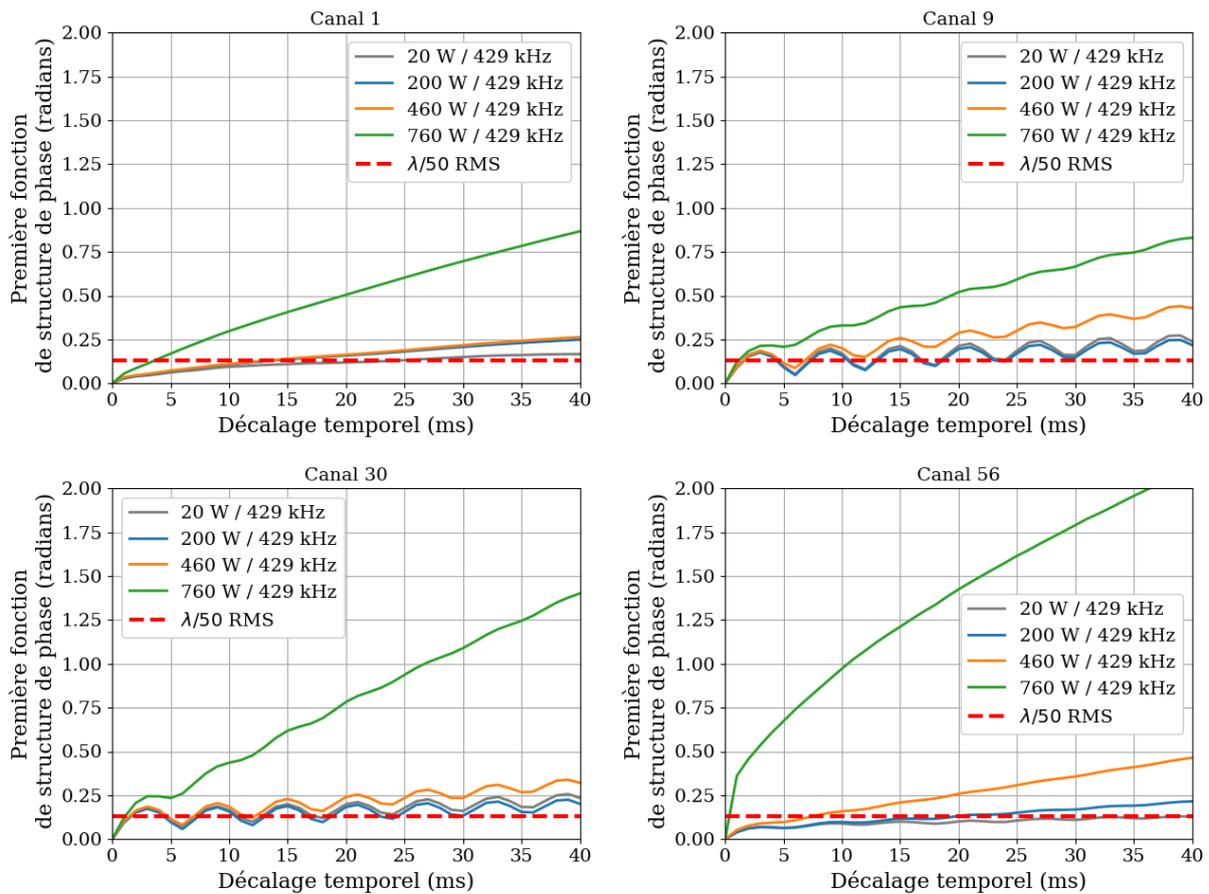


FIGURE 5.31 – Première fonction de structure des pistons de phase (SF_n) en fonction du canal et de la puissance obtenues lors de mesures en boucle ouverte sur le laser XCAN. L'intersection entre la ligne rouge pointillée et les courbes donnent une estimation de la fréquence de coupure minimale à utiliser pour une boucle de contre-réaction. Remarquons que les canaux dont les SF_n présentent un caractère périodique sont celles qui ont des fréquences marquées dans leurs DSPs.

Conclusion de l'étude

Cet essai montre l'intérêt d'utiliser l'interféromètre PISTIL pour mesurer collectivement des variations libres des phases des fibres laser. Une multitude de cas se présente alors : des variations avec perturbation thermique plus ou moins importante, d'autres avec présence d'un ou plusieurs pics de résonance mécanique ou électrique; un changement de ces caractéristiques est aussi observé avec l'augmentation de la puissance transportée dans les fibres, jusqu'au régime de fonctionnement non-linéaire de ces dernières (au delà de 500 W). L'application de fonctions très simples d'utilisation comme le CRMS et la SF permet d'identifier rapidement des paramètres clés, comme la bande passante ou les sources ponctuelles de bruit les plus perturbatrices. De plus, une analyse des densités spectrales de puissance par régression linéaire d'un modèle trivial dévoile les changements de comportements basses fréquences que subit la population de fibres. Bien sûr, disposer de ces informations pour toutes les fibres en même temps est un atout pour conclure rapidement sur une caractérisation d'une population de fibres (homogène ou non homogène, sous critères statistiques). A l'avenir, nous pourrions même proposer un modèle-type de bruit de phase (DSP) pour une population de fibres, si nous trouvons un moyen simple d'augmenter

la cadence d'acquisition de l'interféromètre.

5.2.4 Vers un outil complet : mesure des intensités des faisceaux et réflexion à propos du contraste des franges

Dans cette section, je rédige un essai sur les autres possibilités offertes par l'analyseur. Nous avons montré que miniPISTIL remplit sa mission primaire d'outil diagnostic de la phase des faisceaux d'un laser à combinaison cohérente. Mais peut-il aller plus loin? Est-ce vraiment nécessaire? Pendant mes veilles bibliographiques, j'ai aussi été interpellé par des articles traitants de l'utilisation des modulations d'intensités pour faire de la mise en forme de faisceaux ou optimiser la puissance maximale de la combinaison [Aksenov et al., 2020, Wang et al., 2019b]. Dans la section 2.1.5, j'ai fait deux propositions de mesures supplémentaires concernant les retards des impulsions $\varphi_{1,n}$ et les intensités des faisceaux. Interpellé par la première remarque de l'équipe XCAN à la vue du pistilogramme portant sur une mesure de l'intensité (*'on peut voir l'intensité des faisceaux directement.'*, réalité retranscrite), j'ai décidé d'explorer expérimentalement ces nouveaux axes puisque les données sont déjà toutes collectées par l'enregistrement des pistilogrammes.

J'ai tout d'abord constaté la perte de contraste des franges en fonction du retard temporel des impulsions lasers les unes par rapport aux autres. Elles sont notamment bien visibles pendant la séquence d'alignement et réglage du banc XCAN, avant le début de mes mesures. Nous avons aussi vu quelques dégradations entre certaines mesures, après avoir passé un certain temps sans utiliser le système (Figure 5.32). Aussi n'ai-je pas de pistilogrammes exploitant à proprement parler la mesure des contrastes, mais il est clair que cet axe est directement disponible et prêt à être intégré dans l'outil de traitement d'images de l'interféromètre PISTIL. Une expérience triviale serait de modifier petit à petit le retard d'un des faisceaux pour effectuer une mesure de calibration avec l'analyseur.

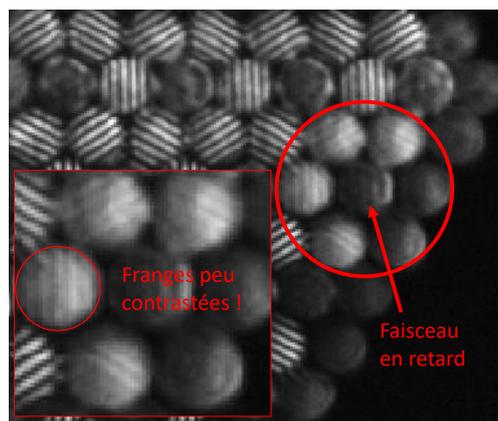


FIGURE 5.32 – Observation d'une perte de contraste due au retard temporel d'un faisceau par rapport à ses voisins. Dans le zoom en bas à gauche, nous pouvons tout de même discerner la présence de franges plongées dans le bruit.

Mais avant de pouvoir mesurer de manière correcte le contraste des franges, il faudra uniformiser l'intensité des fibres, ou alors les mesurer pour les prendre en compte comme des calibrations dans les calculs numériques. En extrayant la valeur moyenne de l'intensité

du centre de chaque ordre 0 non diffracté, je peux dresser une carte de la répartition d'intensité en fonction de la fibre considérée. Il n'y a pas besoin de changer le système, puisque la série de pistilogrammes utilisées pour extraire les phases possède les ordres non diffractés sur lequel on ajoute simplement un nouveau traitement.

Pour ma thèse, les valeurs extraites d'intensité sont arbitraires, car ne sont pas prises en compte les coupures dues à des densités neutres ou l'efficacité de transmission de l'ordre non diffracté. Deux exemples pour les mesures P61 (2020) et P57 (2021) sont affichées en Figure 5.33. Utiliser PISTIL pour affiner la répartition d'intensité sur le champ proche permettrait peut-être de gagner les % d'efficacité de combinaison manquants pour atteindre la valeur théorique des 63%.

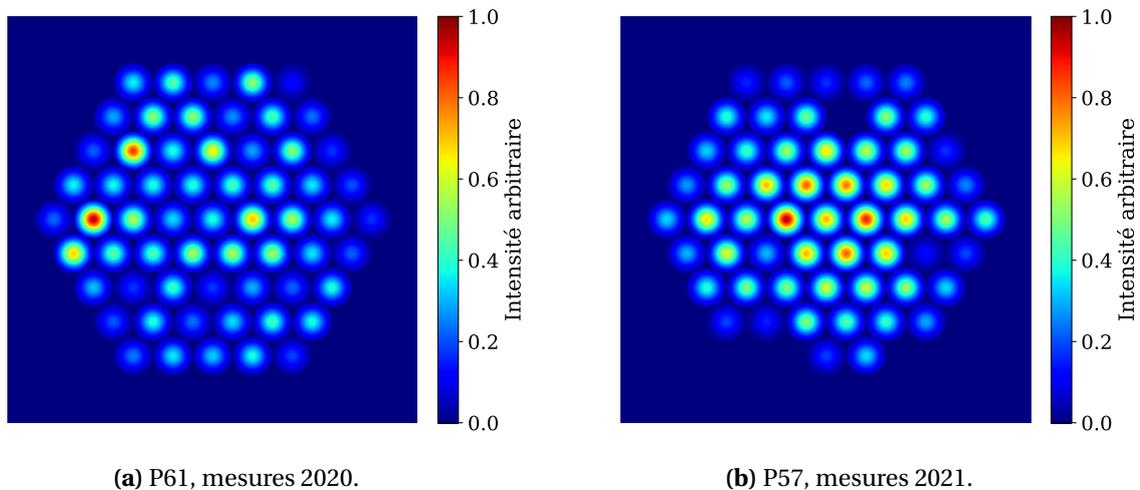


FIGURE 5.33 – Cartes des intensités des faisceaux du champ proche du laser XCAN. Unité arbitraire normalisée par rapport au maximum (tests des mesures d'intensités).

Comme nous pouvons donner une estimation du signal temporel d'intensité en enregistrant les pistilogrammes, il est aussi possible de calculer les densités spectrales de puissances du bruit d'intensité (en niveau de gris^2/Hz car les mesures sont arbitraires). Ces DSPs révèlent la présence d'harmoniques (Figure 5.34), au dessus du plancher de bruit blanc, et qui ne sont pas caméra-dépendantes, mais bien banc-dépendantes (vérification *a posteriori* sur le banc HIBISCUS). De plus, la forme et le nombre de ces harmoniques varient avec la puissance transportée dans les fibres ainsi que la cadence de répétition de l'impulsion.

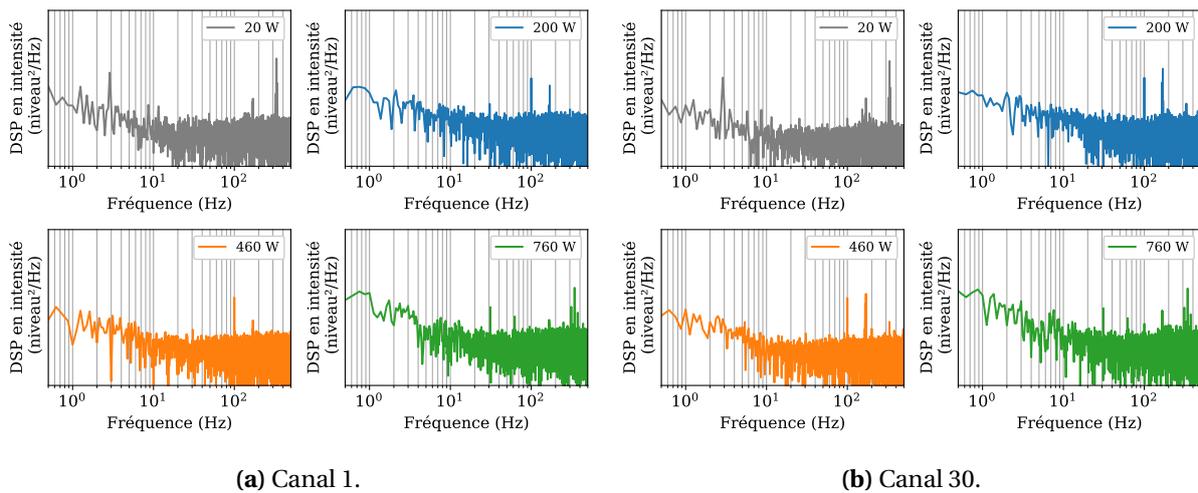


FIGURE 5.34 – Exemple de densités spectrales de puissance du bruit d'intensité sur un canal représentatif pour plusieurs niveaux de puissance à la cadence 429 kHz. Les valeurs de l'axe des ordonnées ne sont pas représentatives de la réalité et ont donc été enlevées.

Enfin, obtenir les relevés des intensités et des phases m'a poussé à la réflexion quant au développement d'une solution logicielle permettant de synthétiser le champ lointain du laser XCAN à partir des informations dont je dispose. Je propose un début de solution avec le calcul de la propagation du champ proche collimaté, puis focalisé par une lentille de longueur focale arbitraire. Un exemple est montré en Figure 5.35 avec le champ proche P57 (montré en Figure 5.33 et des valeurs des 57 prises prises dans un temps boucle fermée et un autre boucle ouverte, voir Figure 5.8). Le modèle est pour l'instant imparfait : les lentilles simulées sont rondes au lieu d'être hexagonales, mais ce n'est pas critique. A terme, si cette synthèse (calculée à partir des relevés PISTIL) est comparée positivement à des relevés réels (concernant les données d'efficacité de combinaison, DSP de la puissance du lobe central, etc.), elle pourrait faciliter grandement toutes les opérations des utilisateurs lasers en minimisant le besoin en équipement optique exposé à un risque de charge thermique élevée.

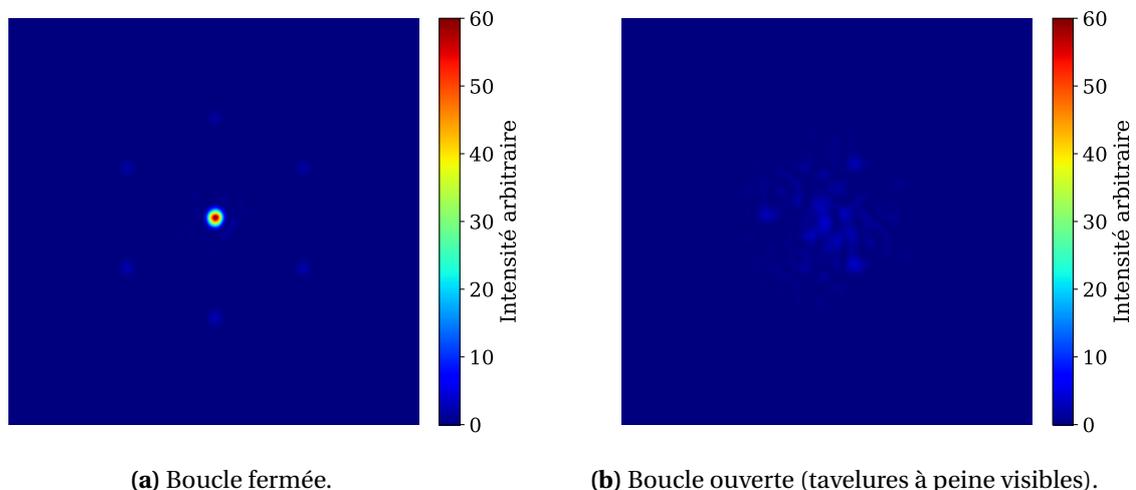


FIGURE 5.35 – Champs lointains XCAN de synthèse pendant une mise en phase et en boucle ouverte.

5.2.5 Laser digital, front d'onde vortex et faisceau à moment angulaire orbital : essai d'un diagnostic par interférométrie PISTIL

Dans cet ultime essai avant de conclure ce chapitre, je propose une brève tentative de caractérisation laser XCAN 'digital' dont les phases ne sont pas mises toutes égales cette fois. Au contraire, elles vont être contrôlées volontairement pour arranger le front d'onde de manière à mettre en forme le champ lointain. Dans la pratique, l'équipe XCAN est parvenue à générer un faisceau combiné à moment angulaire orbital OAM⁸ (forme d'anneau) en encodant le front d'onde vortex (Eq.(2.56) pour le moment angulaire L) sur ses 61 canaux [Veinhard et al., 2021].

J'ai pu enregistrer des séries de pistilogrammes correspondants à un changement d'ordre $L = 0$ vers $L = 1$ (front d'onde plan vers le premier vortex) et au-delà pendant des boucles fermées. Même si miniPISTIL n'est pas équipé pour faire une mesure à deux couleurs, ce qui est nécessaire pour mesurer sans connaissance de la commande vérité ce type de front d'onde (voir section 3.2.2), j'ai pu lever l'ambiguïté de phase grâce à la connaissance *a priori* de l'encodage (ce sont les différences de phase $\Delta\varphi_{0,nm}$ qui mènent à l'ambiguïté de phase, voir section 2.2.4). Nous pouvons prédire quelles différences de phases vont être modulées en générant un front d'onde vortex parfait identique à celui généré sur le laser XCAN. Ceci fait, nous pouvons appliquer les corrections (par ajout de $+2\pi$) sur les différences de phase réelles extraites des pistilogrammes. Ainsi, la reconstruction du front d'onde estime le vortex commandé plus des modes de basculements en pistons qui sont toujours présents dans les séries temporelles (Figure 5.36).

8. OAM pour *Orbital Angular Momentum*.

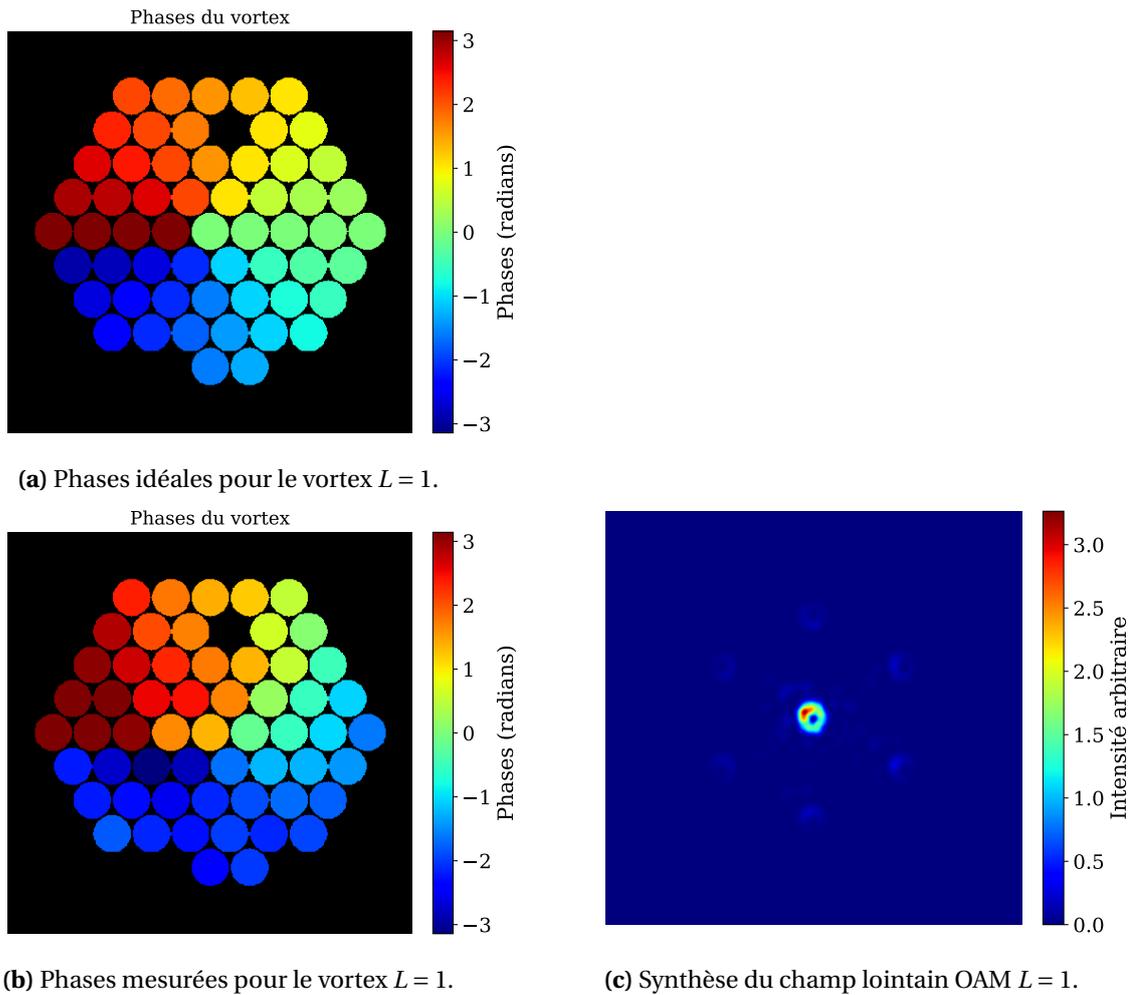


FIGURE 5.36 – Reconstruction du front d’onde vortex par PISTIL et synthèse du faisceau OAM. Puissance pupille de 100 W et cadence du laser 55 MHz.

J’ai pu extraire la décomposition modale en supprimant pour chaque temps de mesure le front d’onde vortex hypothétique parfait (Figure 5.37). Ce calcul numérique montre que le niveau de bruit a significativement augmenté, car la moyenne des modes autres que les basculements (le plancher d’efficacité) est de 0.28 rad RMS ($\lambda/25$). La moyenne de la valeur RMS des basculements (et à peu près des pistons) est donc de 0.45 rad RMS, soit $\lambda/14$, soulignant encore une perturbation bien présente. Toutefois, il se peut que ce bruit soit légèrement surévalué de par les opérations impératives que j’ai dû effectuer sur les mesures depuis l’acquisition des différences de phase. Les densités spectrales de puissance montrent qu’il y a un comportement bien différent entre les basculements haut-bas et droite-gauche (Figure 5.38).

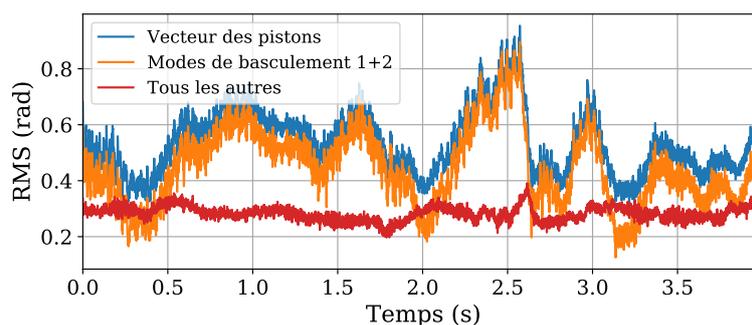


FIGURE 5.37 – Décomposition modale des séries temporelles du front d’onde vortex avec valeurs théoriques soustraites pour mettre en exergue les perturbations.

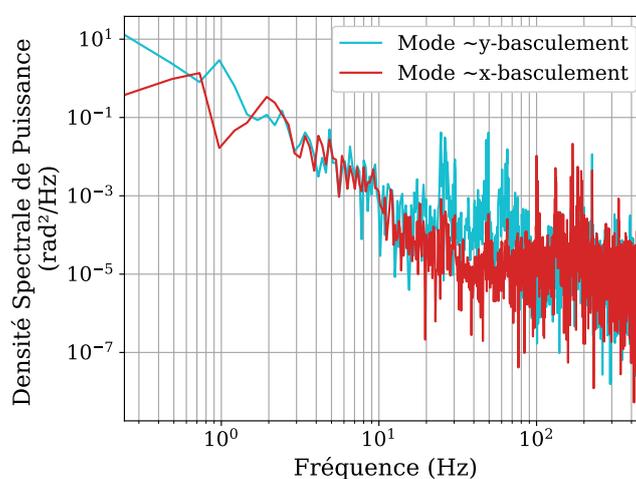


FIGURE 5.38 – Densités spectrales de puissance des modes de basculements lors du verrouillage des phases dans le mode $L = 1$.

L’impact des modes de basculements en pistons est plus important dans l’étude de la stabilité des faisceaux OAM par rapport à une mise en phase plus classique (déviation du faisceau). En effet, la discontinuité de phase du front d’onde vortex est immédiatement sensible à la présence ou non de basculements en pistons, qui vont venir perturber la répartition de la puissance dans l’anneau central. Dans la Figure 5.36, il est déformé pour deux raisons : de un, les faisceaux manquants et de deux, l’effet des basculements.

Pour les applications visées par l’OAM-CBC, tels que des pièges/pinces optiques [Hou et al., 2020, Padgett and Bowman, 2011], je ne pense pas qu’un tel phénomène soit admissible, car les barrières de potentiel générées pourraient être très inégales. Je pense qu’il sera important à l’avenir d’ajouter un circuit de contrôle secondaire pour minimiser ce basculement pendant que le circuit primaire verrouille les phases sur le front d’onde vortex, pour obtenir le faisceau OAM.

Pour terminer cette réflexion sur le diagnostic de la qualité des faisceaux OAM, je propose en Figure 5.39 la carte des phases estimée et le champ synthétisé pour le moment angulaire $L = 2$ (variation dans $[-2\pi, +2\pi]$, soit ± 6.28 rad). Mon algorithme n’est pas encore parfait l’exploration des moments supérieurs ($L = 3$ en Figure 5.40, variation dans $[-3\pi, +3\pi]$, soit ± 9.42 rad), mais je pense avoir identifié des sources d’erreurs. Tout d’abord, les séquences

de mesure des faisceaux OAM se sont toujours déroulées de la même manière : présentation d'un faisceau $L = 0$, puis passage successifs à $L = 1$ puis 2 et 3. A chaque changement, il y a une rupture soudaine de continuité temporelle de la phase, qui est plus rapide que la cadence de mesure de l'interféromètre. Par conséquent, la démodulation temporelle admet une variation au modulo $\pm\pi$ le plus proche. De plus, il faut prendre en compte le basculement, qui provoque des erreurs d'estimation des différences de phase par PISTIL, qui sont ensuite démodulées et donc sujettes à des mésestimations au moment du changement de L . Cela provoque enfin des erreurs numériques puisque les corrections décrites dans cette section sont appliquées à des valeurs possédant déjà un biais.

Néanmoins, le résultat final est encourageant et je pense qu'une fois ces erreurs minimisées, il n'y aura aucun problème à étudier les perturbations du verrouillage des phases du faisceau OAM $L = 3$.

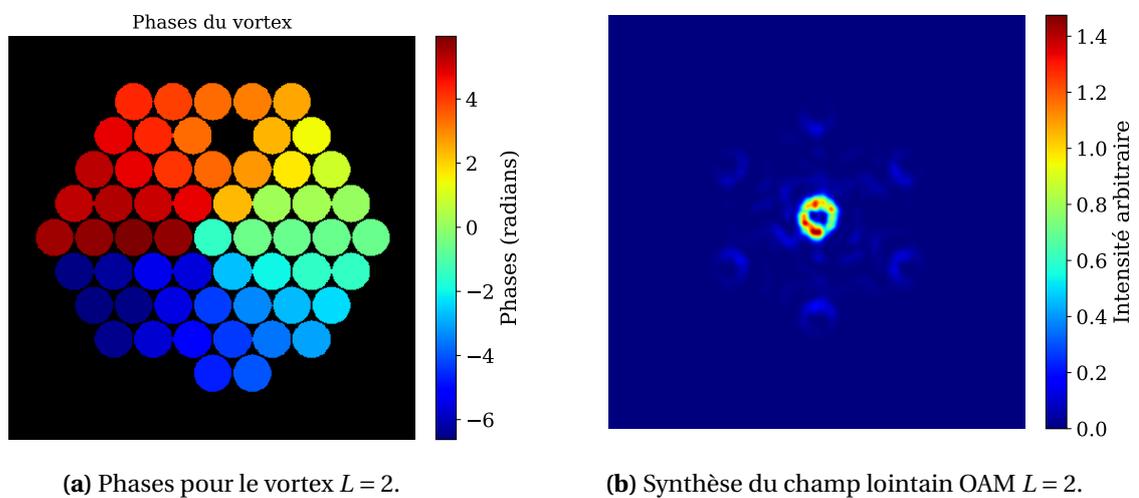


FIGURE 5.39 – Carte des phases et champ lointain pour un faisceau OAM $L = 2$. Puissance pupille de 100 W et cadence du laser 55 MHz.

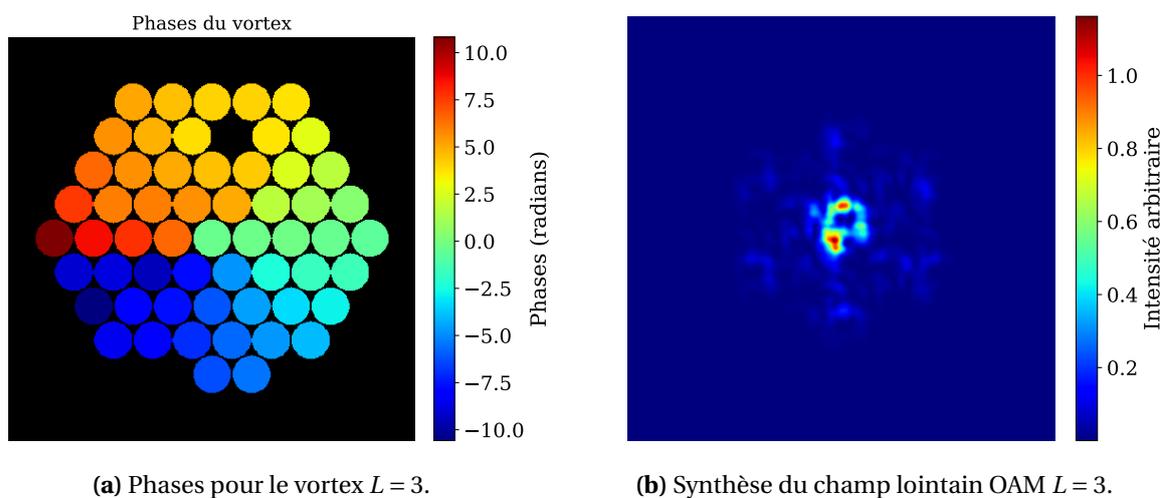


FIGURE 5.40 – Carte des phases et champ lointain pour un faisceau OAM $L = 3$. Puissance pupille de 100 W et cadence du laser 55 MHz.

5.3 Conclusion

Dans ce dernier chapitre, j'ai présenté une seconde application de l'interféromètre PISTIL pour le diagnostic des lasers à combinaison cohérente, en réalisant une étude complète des variations des phases des fibres du laser XCAN. Remarquons que cette application diffère de celle du chapitre 4, ce qui m'a permis de faire une étude originale. Il s'agit ici d'une mise en phase d'un très grand nombre de fibres laser amplifiées fonctionnant dans le régime ultracourt, contrôlée par deux boucles : une méthode interférométrique comme boucle primaire en champ proche et un SPGD comme boucle secondaire en champ lointain (section 5.1.1).

J'ai réalisé une version transportable de l'interféromètre, appelée miniPISTIL (section 5.1.3), et l'ai rapidement intégrée sur le banc XCAN, en moins d'une demi-journée de travail (transport et alignement). J'ai pu mener deux campagnes de mesures en 2020 et 2021, ce qui m'a permis de mener de nombreuses études concernant les variations des phases des fibres en fonction de divers paramètres du laser intense (puissance, cadence, et dans un certain sens, type de refroidissement de la tête laser). Quatre grandes catégories de résultats qualifiant les capacités de l'interféromètre ressortent aujourd'hui :

- L'analyseur miniPISTIL a permis de faire un diagnostic de la boucle fermée du laser XCAN dans différents modes de fonctionnement. Ce diagnostic a rendu une conclusion positive quant à la qualité de mise en phase moyenne, estimée à $\sim \lambda/50$ RMS. Cela correspond aux prédictions faites dans le cahier des charges du laser [Heilmann, 2018] (section 5.2.2). Avec la décomposition modale issue de l'algèbre de reconstruction pistillienne, j'ai pu identifier la présence de modes de basculements en pistons. Dans la situation du laser XCAN, ces basculements sont soit liés à la manière dont est codée la boucle de contrôle-commande (oscillation PID), soit à du bruit thermique/mécanique. Je penche pour la deuxième option. Il pourrait par exemple y avoir un échauffement de l'air par le faisceau laser, créant des turbulences locales autour de la tête optique et générant ainsi des erreurs supplémentaires de phase. Cet effet est appelé en anglais *thermal blooming* [Spencer and Hyde IV, 2013, Murphy and Spencer, 2018, Li et al., 2019].
- Une étude collective du comportement des phases du toron de fibres en boucle ouverte montre que l'on pourrait réaliser une classification d'une population de fibres (section 5.2.3), via l'emploi de l'interféromètre. Les DSPs présentent parfois des similitudes en terme de décroissance spectrale ou de fréquences caractéristiques, et j'ai tenté de proposer une première classification des fibres en fonction de ces propriétés. Cette classification pourrait être étendue pour prendre en compte d'autres critères tels que l'écart-type cumulé et la première fonction de structure de phase, en utilisant directement les données recueillies par le moyen de mesure. Les analyses en boucle ouverte ont aussi un autre intérêt : celui de prévenir une maintenance, dès lors qu'un nouveau comportement, tel qu'un décalage des fréquences caractéristiques, est observé.
- Un essai a été mené sur la mesure des quantités accessibles avec les pistilogrammes autres que le piston de phase. Ces quantités sont les retards temporels et l'intensité des faisceaux. Elles viennent compléter le diagnostic PISTIL. Bien que je n'ai présenté qu'une triviale démonstration expérimentale de ces nouvelles capacités de l'interféromètre, je suis persuadé que tous les axes de mesures présentés dans le

chapitre 2 pourront être exploités à l’avenir puisqu’ils ont été testés ici. Cela permettra de combiner plusieurs mesures et peut-être instruments de mesure en un seul et même point, au même titre que l’application du chapitre 4.

- Un dernier essai de diagnostic sur une boucle fermée avec verrouillage des phases en fonction d’un motif de commande, ici le front d’onde vortex pour générer des faisceaux OAM. Si nous faisons la mesure *a priori*, il est possible de démoduler les cartes de phases pour retrouver le vortex et les basculements parasites. Ainsi, PISTIL se trouve être un parfait outil pour soutenir le contrôle-commande en verrouillage, voir même présente l’intérêt de pouvoir être intégré comme une deuxième boucle à l’avenir (section 5.2.5).

L’exploitation complète des capacités de PISTIL ouvre la voie au regroupement de plusieurs éléments de mesure en un seul outil, qui est l’interféromètre lui-même (Figure 5.41), une conclusion similaire à celle tirée du chapitre précédent. Autant en boucle fermée qu’en boucle ouverte, la lecture des résultats est facilitée pour le métrologue comme l’utilisateur du laser, et l’aspect "mesure collective" facilite grandement les conclusions basées sur une réflexion statistique.

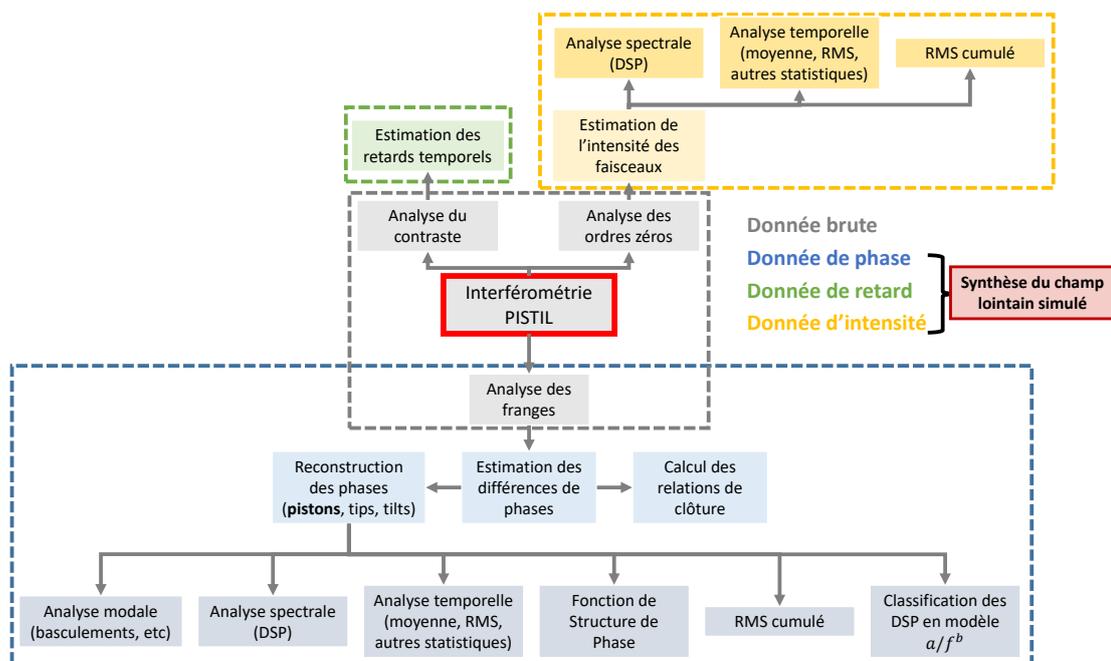


FIGURE 5.41 – Diagramme résumant les capacités d’analyse de l’interférométrie PISTIL, englobant les mesures primaires des différences de phase et des phases, et secondaires telles que l’intensité des faisceaux et le retard temporel en cas de régime laser ultracourt.

Conclusion et perspectives

Conclusion du travail de thèse

La combinaison cohérente de fibres lasers amplifiées (CBC) est une solution technologique agile susceptible d'égaliser, voire de dépasser à l'avenir les puissances crêtes et moyennes délivrées par les sources actuelles. En vue d'anticiper la mise à l'échelle d'une combinaison actuelle d'une centaine de fibres, à une combinaison future d'un millier de canaux, il devient aussi intéressant de considérer la population des fibres comme un nouveau système à part entière évoluant dans son environnement.

Le présent manuscrit de thèse matérialise l'aboutissement de trois ans de travaux sur l'étude par interférométrie PISTIL des surfaces d'ondes morcelées issues d'un tel réseau de fibres laser. Le but de l'ouvrage, présenté au chapitre 1, est de mettre à disposition un prototype d'outil diagnostique pour les concepteurs et utilisateurs des lasers à combinaison cohérente délivrant de nombreux critères désormais essentiels pour qualifier le fonctionnement de la population de fibres mise en œuvre. Un tel outil doit fonctionner et produire des résultats pendant toutes les étapes de vie de la population de fibres : conception expérimentale en boucle ouverte, fonctionnement nominal en boucle fermée, et tests de maintenance. Pour toutes ces étapes, il doit être capable de mesurer avec exactitude au moins le piston de phase des fibres amplifiées, variable canonique de la combinaison de faisceaux. De plus, il est clair que d'autres paramètres de phase, tels que les tips/tilts et le délai de groupe en régime ultracourt, devront être aussi mesurables sans aucune modification pratique de l'outil. Il en est de même pour les intensités en sortie de toutes les fibres.

Pendant l'étude de la boucle ouverte, le rôle du diagnostic est de rassembler un grand nombre d'informations sur les caractéristiques du toron de fibres, notamment via des analyses temporelles. Pendant l'étude de l'asservissement, il doit être capable d'attester les comportements fins des phases des fibres notamment via des analyses spatiales, et cela avec une précision sur le bruit dans les environs des trois fois la valeur RMS de la boucle employée ($\sim \lambda/166$ RMS instrument pour une boucle à $\lambda/50$ RMS).

Mon travail a été entremêlé d'études expérimentales et de réflexions théoriques. D'un front à l'autre, j'ai pu consolider notre connaissance de l'interféromètre PISTIL, de ses principes de fonctionnement et algorithmes de traitement des franges, ainsi que renforcer le panel d'outils mathématiques facilitant grandement l'étude des surfaces d'ondes segmentées. Ce faisant, les allers-retours entre théorie et pratique m'ont permis de constamment me poser de nouvelles questions, d'y répondre en formulant une hypothèse que j'ai pu démontrer numériquement et expérimentalement par la suite.

Ainsi, dans le chapitre 2, j'ai proposé une revisite des fondements de l'interférométrie PISTIL, en partant de sa conception idéale, pour formaliser sa conception pratique. Cette

dernière fait intervenir des afocaux supplémentaires donnant une capacité d'adaptation de l'instrument à toute dimension du laser CBC sur lequel il est intégré et de la caméra employée. J'ai montré qu'il n'y avait aucune perte d'information et que les franges d'interférence deux-ondes du pistilogramme étaient générées à l'identique dans les deux cas. J'ai fait ressortir des propriétés pratiques, comme la bande spectrale maximale admissible en fonction du dimensionnement d'une version compact (indémontable) du prototype, la mesure des intensités des N_F champs élémentaires à partir des ordres non diffractés par le réseau réel, ou encore émit l'hypothèse d'un accès à la différence de délai de groupe entre deux impulsions dans le cas de faisceaux ultracourts.

En seconde partie du chapitre 2, je propose à nouveau une consolidation du traitement des franges par Transformée de Fourier spatiale. Pour reconstruire les phases à partir des différences de phase ainsi estimées, je mets en place une relation algébrique *pistillienne* qu'il est facile d'inverser pour passer d'un espace à l'autre. J'ai voulu tirer parti de cette forme algébrique en exploitant les modes propres qui existent de par la nature même de l'instrument et du traitement associé. Ces modes propres, qui existent pour les espaces des phases et des différences de phases, sont très proches des polynômes de Zernike continus, ce qui m'a poussé à les appliquer autant que possible pour bénéficier d'un outil fort d'analyse spatiale des fronts d'ondes segmentés. Grâce à la notation matricielle, j'ai pu facilement juger le bruit temporel seuil de l'interféromètre en utilisant des relations de clôture de phase. En marge de cette étude, je propose aussi une méthode simple de mesure d'un ensemble de pistons dont la différence deux-à-deux est plus grande que $\pm\pi$, ce qui provoque une ambiguïté dans la mesure. Cette méthode est une adaptation simple de l'interférométrie à deux longueurs d'ondes avec le concept PISTIL, qui se base sur le Vernier optique.

Dans le chapitre 3, j'ai construit le banc HIBISCUS : un laboratoire de 'simulation expérimentale' d'un laser CBC reposant sur un miroir déformable à 37 segments (prêt gracieux du LAM). La structure modulaire de HIBISCUS me permet de rapidement construire sur un bras dédié des prototypes compacts et transportables de l'interféromètre PISTIL : les modèles *miniPISTIL*. Fort de l'apport de la thèse de mon prédécesseur M. Deprez qui avait réalisé une caractérisation d'un miroir déformable du même constructeur, j'ai utilisé un miniPISTIL pour caractériser le banc HIBISCUS et surtout le bruit de son environnement. Ainsi j'ai pu montrer que l'interféromètre présentait un bruit de mesure plus faible que $\lambda/900$ RMS avec une fidélité inférieure à $\lambda/150$ RMS en considérant l'impact de l'environnement (modes de basculement), et $\lambda/1520$ RMS en réduisant les modes. L'interféromètre est donc prêt pour être un outil diagnostic des systèmes CBC. Enfin, dans le laboratoire HIBISCUS, j'ai utilisé le miroir déformable pour commander volontairement des grandes différences de pistons, et ainsi démontrer expérimentalement le Vernier optique, avec confirmation par des résultats obtenus par l'équipe du LAM, quasiment identiques à l'erreur RMS près.

Dans les chapitres 4 et 5, j'ai installé deux interféromètres PISTIL sur deux bancs lasers à combinaison cohérente, LASBE et XCAN, très différents de par leur conception (7 fibres en régime continu, 61 fibres en régime femtoseconde) et leur objectif (combinaison sur une cible au travers de la turbulence, combinaison en laboratoire à haute puissance moyenne/mise en forme de faisceaux). L'adaptation, l'installation et l'alignement des interféromètres furent très faciles, ce qui est un des objectifs visé pour la conception d'un outil diagnostic.

Dans les deux cas LASBE et XCAN, j'ai pu qualifier la qualité de combinaison cohérente

(précision de la boucle du système CBC). Puis pour chacune des applications, j'ai pu produire une quantité conséquente de données qui m'ont permis d'explorer d'une part les perturbations de mise en phase engendrées par la turbulence lors d'une boucle fermée provoquant des excédents de basculement, et d'autre part d'étudier les comportements de la population des 61 fibres du laser XCAN lors d'une augmentation progressive du courant de pompe et donc de la puissance moyenne transportée dans les fibres.

De plus, j'ai pu commencer des études inédites sur les estimations grossières mais suffisantes des paramètres de turbulence pour valider ou non une séquence de mise en phase grâce aux données enregistrées pendant la campagne LASBE. J'ai jeté un premier regard sur l'étude du verrouillage de phase (pour générer des faisceaux OAM) sur le laser XCAN. Enfin, sur ce laser, j'ai fait des observations sur les mesures des intensités des faisceaux, ainsi que la relation entre contraste des franges et la différence de délai de groupes entre deux impulsions.

Pour réaliser ces observations, j'ai alors dépassé le cadre de développement de l'analyseur PISTIL pour sélectionner des fonctions de mérite, classiques ou baroques, qui sont rapidement applicables avec les données de phase obtenues en sortie des traitements. Bien sûr pour affirmer ma connaissance de ces critères avant application, j'ai réalisé des simulations complémentaires permettant de valider ces fonctions de mérite avec des données simulées et des données réelles afin de proposer une boîte à outils pour démarrer un diagnostic sur un laser CBC.

En conclusion, j'ai concrétisé l'émergence de la technique PISTIL en approfondissant la formulation du concept technologique tout en l'accompagnant de preuves expérimentales. J'ai ensuite choisi de développer l'interférométrie PISTIL pour en faire l'outil de diagnostic fin qui pourra accompagner les concepteurs de lasers à combinaison cohérente tout au long des étapes clés. Pour ce faire, j'ai complété une première étape de validation de la technologie dans le laboratoire HIBISCUS que j'ai construit, grâce à l'emploi du miroir déformable représentant un laser CBC. J'ai ensuite continué le développement en mettant à l'épreuve PISTIL dans deux cas d'étude très différents (laser compact et tests en extérieur, laser à grand nombre de fibres). Les prototypes miniPISTIL semblent avoir donné entière satisfaction aux équipes auxquelles j'ai fourni du soutien en partageant mes résultats. Ces expériences sont très positives pour l'avenir de la technologie, et positionnent très clairement l'analyseur PISTIL pour le diagnostic de la combinaison cohérente. Mais pas seulement, car il est possible de choisir une autre branche de développement. Je vais détailler les perspectives des deux branches dans la section éponyme.

Perspectives

Deux grands axes de perspective se dégagent pour la suite du développement de l'interférométrie PISTIL, de sa boîte à outils mathématiques et de ses applications. Je vais donc les décrire l'un après l'autre, mais rien n'empêchera de mélanger plus tard les avancées pour renforcer les deux axes (Figure 5.42).

La première perspective est d'intégrer l'interféromètre dans un système de contrôle-commande. Pour concevoir un PISTIL pour la boucle de combinaison cohérente, il faudra aussi optimiser (ou changer) les codes de traitement des pistilogrammes pour obtenir une haute cadence de correction, avec une valeur cible idéalisée de 1 kHz. Trois chemins peuvent être explorés. Le premier est un chemin assez classique : il faut extraire de chaque pétale un nombre suffisant de lignes de pixels afin de calculer la corrélation du pétale par rapport à un motif de référence. La valeur du coefficient de corrélation renseigne alors directement sur la différence de phase. Le deuxième chemin est encore plus sûr : il suffit d'appliquer la méthode proposée dans les thèses de M. Antier et J. Le Dortz, à savoir réaliser une comparaison avec une bibliothèque de référence. La troisième route est plus incertaine : je propose de coder l'algorithme TF de manière optimale sur un GPU embarqué. La bonne solution parmi les trois chemins sera déterminée par le cahier des charges et plus précisément le choix de la cadence (10 Hz, 100 Hz, 1 kHz?) et de la qualité de mise en phase ($\lambda/20$, $\lambda/50$?). Concernant le régime ultracourt, il doit être possible d'asservir les délais de groupes à partir de la mesure de leurs différences quadratiques seulement. Pour cela, il faudrait regarder plus en détail l'action d'une boucle SPGD (petits incréments) pour maximiser le contraste des franges partout dans le pistilogramme avec des petits incréments de retard, jusqu'à arrêter le processus une fois le seuil du cahier des charges atteint.

Quelle que soit la solution choisie pour estimer les phases, la première étape de la conception d'un interféromètre PISTIL pour la combinaison cohérente commencera par estimer si possible la Fonction de Transfert en Boucle Ouverte (FTBO) du système laser sondé ou du miroir déformable sur le laboratoire HIBISCUS, ce qui est un exercice un peu différent d'une simple mesure de boucle ouverte. L'étude de la FTBO selon les principes d'automatique permettra de correctement élaborer une stratégie de contre-réaction (P, PI, PID ou PID-feedforward). Il faudra ensuite caractériser la Fonction de Transfert en Boucle Fermée (FTBF).

Pour effectuer une telle mesure de fonction de transfert, ou de tout autre comportement (boucle ouverte, boucle fermée, présence de turbulence, etc), il me semble aussi nécessaire de développer une solution complète (matérielle et logicielle) utilisant PISTIL pour le diagnostic de la combinaison cohérente. C'est la seconde perspective, qui réside dans la valorisation de l'instrument. Comme je l'ai évoqué dans le préambule, la combinaison cohérente est amenée à se développer car elle propose de nouvelles applications qui intéressent la communauté scientifique et industrielle. Pour les concepteurs laser, disposer d'un produit permettant un diagnostic des phases et intensités des N_F fibres d'une architecture CBC facilitera le développement de tels systèmes. Afin de proposer un tel produit, il faut proposer une solution complète comprenant l'instrument PISTIL plus une solution logicielle fournissant à l'utilisateur les données dont il a besoin (une carte des phases, des DSPs, etc). Amorcer cette valorisation passera tout d'abord par une détermination du niveau de maturité technologique du produit susmentionné et par une étude du marché qui va permettre de nous positionner dans le cycle de hype de la

technologie CBC. Coté technique, il sera nécessaire de consolider le bâti du prototype miniPISTIL et bien sûr de développer une interface humain-machine. Enfin, réitérer les diagnostics des bancs LASBE et XCAN, et nouer une nouvelle collaboration française ou européenne seront des actions bénéfiques dans le cadre d'une co-construction d'un produit basé sur PISTIL, dédié à la CBC.

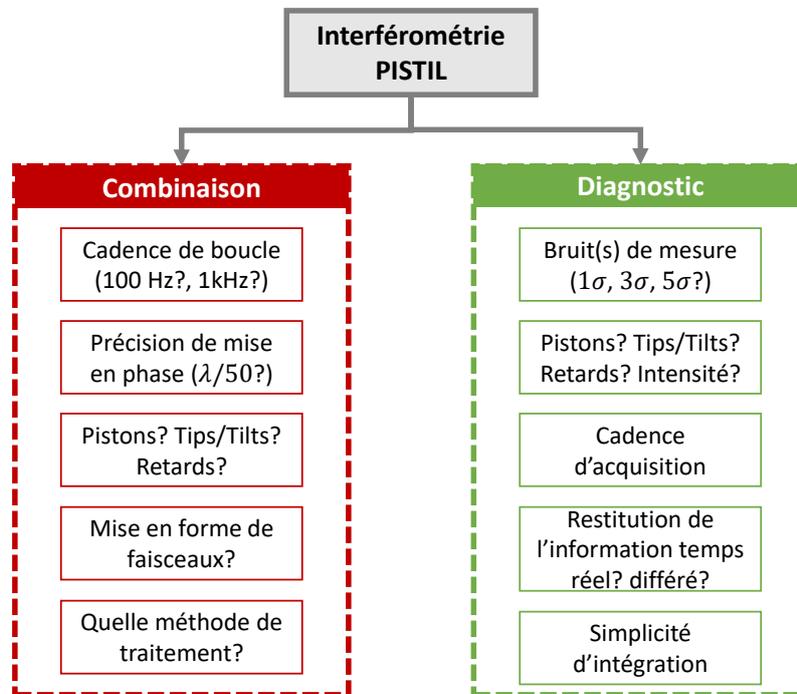


FIGURE 5.42 – Diagramme présentant les perspectives principales de l'interférométrie PISTIL.



Publications, actes de conférences et autres actions menées pendant le doctorat

Publications en 1er auteur

- [Rouzé et al., 2020b] Bastien Rouzé, Jérôme Primot, Patrick Lanzoni, Frédéric Zamkotsian, Fériel Tache, and Cindy Bellanger, "High-dynamic range segmented mirror metrology by two-wavelength PISTIL interferometry : demonstration and performance," *Opt. Express* 28, 32415-32425 (2020)
- [Rouzé et al., 2021b] Bastien Rouzé, Georges Giakoumakis, Adrien Stolidi, Julien Jaeck, Cindy Bellanger, and Jérôme Primot, "Extracting more than two orthogonal derivatives from a Shack-Hartmann wavefront sensor," *Opt. Express* 29, 5193-5204 (2021)
- [Rouzé et al., 2021c] Bastien Rouzé, Laurent Lombard, Hermance Jacqmin, Anasthase Liméry, Anne Durécu, and Pierre Bourdon, "Coherent beam combination of seven 1.5 μm fiber amplifiers through up to 1 km atmospheric turbulence : near- and far-field experimental analysis," *Appl. Opt.* 60, 8524-8533 (2021)

Actes de conférence

- [Rouzé et al., 2020a] Bastien Rouzé, Cindy Bellanger, Patrick Lanzoni, Frédéric Zamkotsian, Jérôme Primot, "Segmented wavefront metrology using multicolor PISTIL interferometry," *Proc. SPIE* 11352, Optics and Photonics for Advanced Dimensional Metrology, 113520V (1 April 2020)
- [Rouzé et al., 2021d] Bastien Rouzé, Jérôme Primot, Frédéric Zamkotsian, Patrick Lanzoni, Cindy Bellanger, "PISTIL interferometry : a modular, plug-and-play metrology mean for diagnosis of coherently combined laser arrays," *Proc. SPIE* 11665, Fiber Lasers XVIII : Technology and Systems, 116651K (5 March 2021)
- [Rouzé et al., 2021a] Bastien Rouzé, Séverine Bellanger, Ihsan Fsaifes, Cindy Bellanger, Matthieu Veinhard, Jean-Christophe Chanteloup, and Jérôme Primot, "PISTIL interferometry diagnosis on a 61 channels coherent beam combining digital laser," in *Coherent Beam Combining, Cleo Europe/EQEC 2021* (21 June 2021)

Publications et actes de conférences en co-auteur

- [Bourdon et al., 2020] Pierre Bourdon, Hermance Jacqmin, Laurent Lombard, Béatrice Augere, Anne Durécu, et al.. Target-in-the-loop coherent combining of 7 fiber lasers : first results. *OPTRO 2020*, Jan 2020, PARIS, France
- [Bourdon et al., 2021] P. Bourdon, H. Jacqmin, B. Augère, A. Durécu, D. Goular, B. Rouzé, R. Domel, D. Fleury, C. Planchat, L. Lombard, "Target-in-the-loop

frequency-tagging coherent combining of 7 fiber lasers up to 1 km range," Proc. SPIE 11665, Fiber Lasers XVIII : Technology and Systems, 116651I (5 March 2021)

- [Lombard et al., 2021] - Laurent Lombard, Bastien Rouzé, Hermance Jacqmin, Anasthase Liméry, Anne Durécu, and Pierre Bourdon, "Beam Pointing Estimation in Target-in-the-loop Coherent Beam Combination through 300m Atmospheric Turbulence," in Coherent Beam Combining, Cleo Europe/EQEC 2021 (21 June 2021)

Divers

- 123 heures d'enseignements dispensées à l'Institut d'Optique Graduate School (IOGS) de l'Université Paris-Saclay : 99 heures de TP d'optique (contrôles par interférométrie des surfaces optiques) avec oraux d'examen de fin d'année, et 24 heures de TD d'informatique (initiation langage C).
- Membre de l'Institut des Sciences de la Lumière, représentant du DOTA pour 2021 jusqu'à la fin de mon contrat de thèse.
- Membre du comité d'organisation de la conférence ONERA "Journées des doctorants (Physique) 2020" (Janvier 2020).
- Encadrement partiel de deux stagiaires : une personne de niveau M2 en 2020 (6 mois) et une personne de niveau Bac+4 en 2021 (2 mois).
- Préparation d'un dossier de valorisation / maturation de l'interféromètre PISTIL.

Annexe A

Compléments au Chapitre 1

Cette annexe contient des notions générales complémentaires à l'état de l'art.

A.1 Quelques systèmes de contrôle-commande des phases d'un laser à combinaison cohérente

A.1.1 Méthodes en champ lointain

SPGD : Stochastic Parallel Gradient Descent

L'algorithme du gradient stochastique (SPGD) se base sur l'optimisation d'une fonction de coût $J(\varphi)$ qui dépend des phases des fibres (piston principalement, mais aussi tip et tilt). Cette fonction de coût en CBC est la puissance contenue dans le lobe central, donc le PIB. L'optimisation de J est atteinte par itérations successives de petits incréments $\pm\delta\varphi$ qui permettent de calculer les pentes locales de la fonction de coût. Après un certain nombre d'itérations, l'algorithme arrive sur l'optimum $J(0)$ où toutes les fibres sont en phase. La fréquence de correction de boucle par SPGD est alors donnée par un rapport entre la fréquence de diffusion des incréments et le nombre de ces incréments nécessaire pour atteindre l'optimum. La technique est unanime, au sens où il n'est pas possible d'agir sur les phases des fibres par une intervention externe, tant que l'optimum n'est pas atteint. Remarquons que le champ lointain doit être imagé sur un détecteur (une photodiode ou un CCD/CMOS) et le PIB intégré par l'algorithme. Cette méthode est donc une méthode dite en champ lointain, car elle a besoin d'une réplique de ce dernier. Le concept est illustré en Figure A.1, où est représentée une chaîne CBC en schéma-blocs sur laquelle nous venons brancher une boucle de contrôle-commande basée sur le SPGD.

A.1. QUELQUES SYSTÈMES DE CONTRÔLE-COMMANDE DES PHASES D'UN LASER À COMBINAISON COHÉRENTE

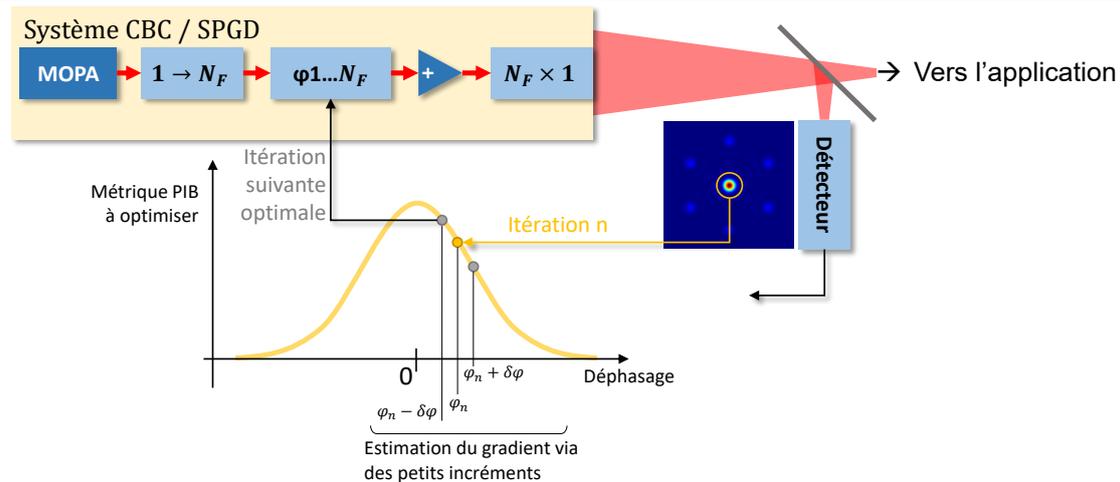


FIGURE A.1 – Schéma de fonctionnement d'un système CBC avec un correcteur SPGD en dérivation sur le champ lointain.

Des développements de l'algorithme SPGD pour le c-phasage de miroirs segmentés sont apparus dans les travaux de [Weyrauch et al., 2001, Vorontsov and Sivokon, 1998], puis ont été transposés au fil des années vers la CBC pour le contrôle des pistons de phase [Zhou et al., 2009a, Liu et al., 2007], ou au travers de la turbulence atmosphérique [Vorontsov et al., 2012] et plus récemment du tip/tilt [Li et al., 2017]. La fréquence de correction typique d'une boucle SPGD varie entre 100 Hz et 10 kHz en fonction du nombre de fibres mises en phase (et décroît en $1/N_F$), du détecteur utilisé (le plus rapide étant une photodiode), et de la stratégie de contrôle choisie (calcul embarqué dans une carte FPGA¹, par exemple). L'erreur résiduelle de phase en boucle fermée est de l'ordre de $\lambda/20 - \lambda/40$ RMS [Youngchan et al., 2021, Geng et al., 2013, Goodno and Rothenberg, 2013]. Enfin, le fonctionnement de l'algorithme SPGD sur un laser CBC en régime impulsionnel a été démontré en 2015 [Ramirez et al., 2015].

LOCSET : Locking of Optical Coherence by Single-detector Electronic Tagging

LOCSET est une technique en champ lointain de marquage en fréquence de chaque canal (modulateur de phase + amplificateur) qui permet de maximiser le PIB. Une modulation de phase de faible amplitude, radiofréquence (RF) autour du MHz est ajoutée à chaque faisceau par des générateurs RF. Il y a un décalage clairement discernable entre chaque canal (les modulations sont, par exemple, décalées de 2 MHz). Le champ lointain est répliqué sur un détecteur (le plus souvent une photodiode). Il porte alors chaque marque de chaque faisceau et vibre à la fréquence correspondante. Par découplage et détection synchrone, cette vibration peut être démodulée, et donne accès à la variation de phase du faisceau concerné par rapport à tous les autres. Pour maximiser le PIB, il suffit alors d'implémenter une boucle de contrôle, typiquement un régulateur proportionnel-intégral, pour minimiser les différences de phases entre toutes les fibres. Il faut toutefois une boucle et un modulateur RF par fibre. Le schéma classique du LOCSET est représenté en Figure A.2. Notons qu'il existe deux grandes classes de LOCSET : l'auto-synchrone (*self-synchronous*) où chacune des voies est modulée en phase, et l'auto-référencée (*self-referenced*) où la phase d'une voie n'est pas modulée et sert de valeur de référence pour la boucle. A la différence

1. réseau de portes logiques programmables

A.1. QUELQUES SYSTÈMES DE CONTRÔLE-COMMANDE DES PHASES D'UN LASER À COMBINAISON COHÉRENTE

du SPGD, LOCSET permet donc une correction individualisée de la phase des fibres, il serait possible d'implémenter une carte de phase prédéterminée pour déformer le champ lointain.

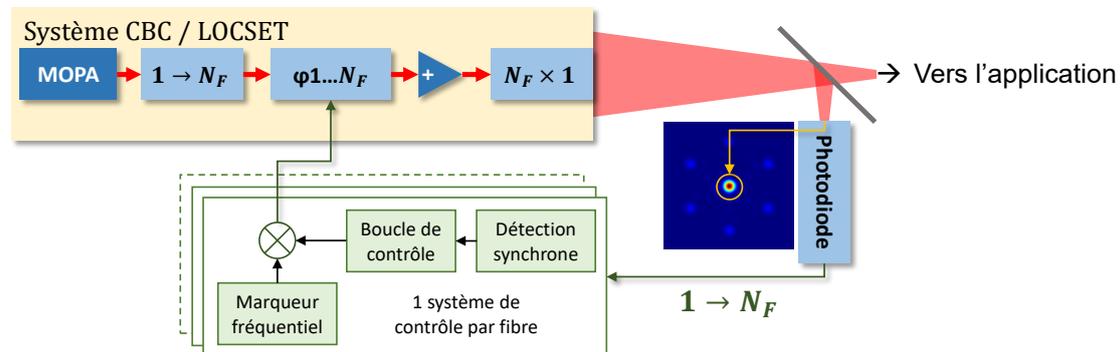


FIGURE A.2 – Schéma de fonctionnement d'un système CBC avec un correcteur LOCSET (ou self-referenced LOCSET) en dérivation sur le champ lointain.

Cette technique a été développée par l'Air Force Research Laboratory entre les années 2004 et 2011 [Shay and Benham, 2004, Pulford, 2011]. Toujours en 2011, la même équipe démontre la faisabilité d'une mise en phase de $N_F = 16$ fibres laser amplifiées au régime kW en laboratoire. Comme chaque fibre est équipée de sa propre électronique RF de contrôle, il n'y a pas décroissance de la fréquence de correction en fonction du nombre d'émetteurs N_F . Elle avoisine, en pratique, le kHz [Goodno and Rothenberg, 2013, Flores et al., 2013]. Une démonstration à 32 fibres a été faite [Wagner, 2012] et suggère qu'il est toujours possible d'augmenter ce nombre, tout en gardant une erreur résiduelle de mise en phase de l'ordre de $\lambda/40 - \lambda/70$ RMS, même dans des conditions d'environnement mécanique perturbé [Lombard et al., 2014]. Des méthodes complémentaires au schéma LOCSET permettant une réutilisation des fréquences de marquage ont aussi été proposées [Azarian et al., 2014, Ahn and Kong, 2015]. La portabilité aux régimes pulsés nanoseconde [Palese et al., 2012] puis femtoseconde a été testée [Siiman et al., 2012], cependant dans un cadre différent de celui de la combinaison cohérente avec maillage de la pupille.

SFD : Single-frequency Dithering

Si les deux techniques SPGD et LOCSET ont été largement diffusées dans les réalisations pratiques (cf. les articles susmentionnés), on peut constater l'apparition d'une méthode hybride nouvelle en 2011 : la SFD (*Single-Frequency Dithering technique*) [Ma et al., 2010, Ma et al., 2011, Tao et al., 2011]. La SFD repose sur l'application d'une brève modulation RF identique à tous les canaux, mais appliquée de manière séquentielle, puis d'une démodulation par ordre d'arrivée les contributions de chacun des faisceaux à l'interférence constructive du champ lointain (Figure A.3). Après quelques itérations de boucle dues au caractère séquentiel, la stabilisation du champ lointain est atteinte.

A.1. QUELQUES SYSTÈMES DE CONTRÔLE-COMMANDE DES PHASES D'UN LASER À COMBINAISON COHÉRENTE

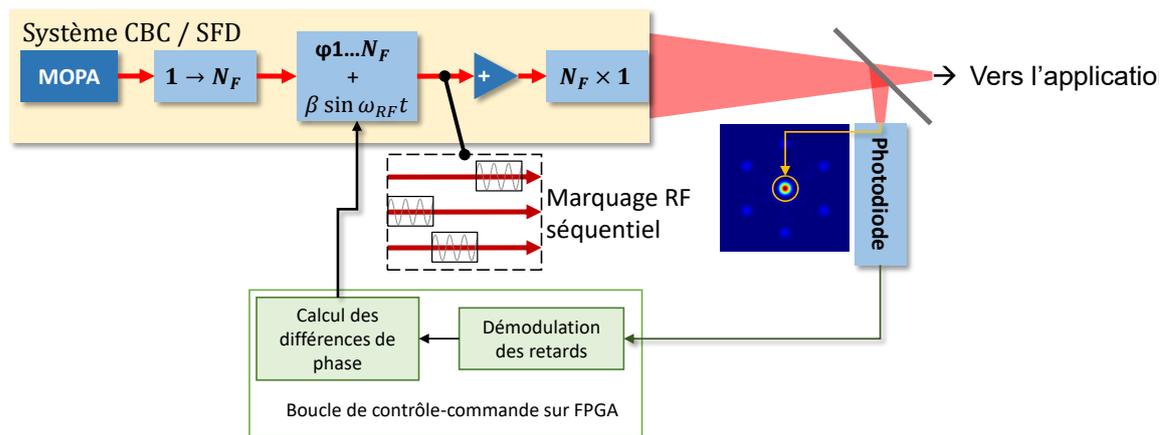


FIGURE A.3 – Schéma de fonctionnement d'un système CBC avec un correcteur SFD en dérivation sur le champ lointain.

D'après les articles mentionnés, la brique de base SFD permet une mise en phase d'une qualité de l'ordre de $\lambda/20$. Le marquage temporel peut être renforcé avec l'ajout d'un système de codage spécifique à chaque canal [Jiang et al., 2017, Jiang et al., 2018]. Cela a permis de diviser par quatre le temps nécessaire à la mise en phase (et donc le nombre d'itérations), de ~ 4 ms à ~ 1 ms (soit 1 kHz de fréquence de correction) tout en maintenant une qualité de mise en phase de $\lambda/36$.

DL-CBC : apprentissage profond et intelligence artificielle

L'apprentissage profond (DL, *Deep Learning*) et l'intelligence artificielle (AI) prend une part de plus en plus importante dans notre société². En particulier³, des méthodes basées sur l'emploi de réseaux de neurones convolutifs (CNN), qui enchaînent des transformations non-linéaires afin de classifier toutes les données reçues et y associer une certaine pondération. Après un boom dans les années 2010, l'AI et le DL concurrencent désormais les systèmes électro-optiques de contrôle-commande des lasers à combinaison cohérente. En effet, le champ lointain représente un candidat idéal pour l'enregistrement de ses différentes tavelures qui varient en fonction de la valeur des phases des fibres et des fluctuations dues à l'environnement. Un système d'apprentissage profond couplé à de l'AI peut, avec de l'entraînement, reconnaître une situation où l'interférence est constructive et une où elle ne l'est pas. Ces techniques émergent en ce moment même de part le monde [Hou et al., 2019, Tünnermann and Shirakawa, 2021, Wang et al., 2021], sans pour le moment de véritable démonstration expérimentale. A priori, le DL-CBC est une méthode de champ lointain permettant le contrôle de tous les degrés de phase nécessaires (piston, tip, tilt) et sa bande passante est déterminée par le nombre d'itération nécessaire pour atteindre l'objectif de mise en phase.

2. <https://towardsdatascience.com/5-exciting-deep-learning-advancements-to-keep-your-eye-on-in-2020/>

3. De manière plus rigoureuse, on peut avoir du DL non convolutif, et du CNN à seulement une ou deux couches, qui n'est pas assimilé à du DL.

A.1.2 Méthodes en champ proche

PIM & PIM-PR : Phase Intensity Mapping, Phase Intensity Mapping-Phase Retrieval

La méthode PIM est une méthode en champ proche. Les faisceaux issus du champ proche laser sont dupliqués par une lame séparatrice puis focalisés sur un masque de phase, et enfin réimagés sur un réseau de photodiodes (ou une caméra), comme montré en Figure A.4.

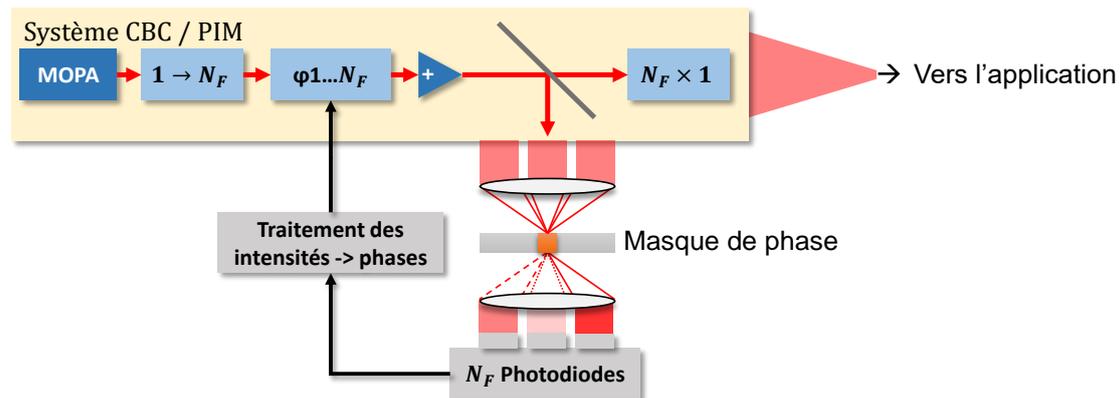


FIGURE A.4 – Schéma de fonctionnement d'un système CBC avec un correcteur PIM en dérivation sur le champ proche.

Le montage optique PIM a pour effet de coder la phase de chaque fibre en variations d'intensité $I(\varphi_n)$ mesurables. Les N_F intensités sont ensuite normalisées et comparées aux valeurs théoriques attendues, ce qui accorde une estimation des phases à l'arrivée sur les photodiodes. Comme la transformation est non linéaire, une matrice de transfert permet ensuite de calculer les valeurs des phases équivalente au niveau des EOMs du système CBC. Une boucle de contrôle-commande est ajoutée de manière à égaliser les phases des fibres, ce qui permet après un court nombre d'itérations d'atteindre le verrouillage des phases et donc la maximisation de l'interférence constructive en champ lointain.

La technique PIM a été développée en France, au laboratoire XLIM. Une preuve de concept [Kabeya, 2016, Kabeya et al., 2015] montre que cette technique peut en théorie converger plus rapidement que le SPGD en nombre d'itérations pour un grand nombre d'émetteurs. Au lieu d'observer une décroissance en $1/N_F$, ce qui limite la bande passante d'une boucle SPGD; une asymptote est atteinte lorsque N_F tend vers plusieurs centaines d'émetteurs. La même équipe démontre en 2017 la mise en phase de 37 fibres amplifiées avec la méthode PIM, à 1 kHz de fréquence de correction, et une erreur de phase de $\lambda/25$ RMS [Kabeya et al., 2017].

Plus récemment, la portée d'application de la méthode PIM a été étendue grâce à l'extension PIM-PR (*Phase Retrieval*) [Saucourt et al., 2019, Saucourt, 2019]. Cette nouvelle technique ouvre la possibilité d'appliquer aux fibres laser une relation de phase arbitraire autre que la minimisation des différences de phase entre ces dernières. *In fine*, cela permet de modifier la forme du champ lointain. Cette méthode innovante se base sur la transformation phase-intensité, mais n'emploie pas le masque de phase car ce dernier limite l'intervalle de mesure des pistons de phase. En lieu et place, il est remplacé par un élément diffusant qui va générer dans un plan image des tavelures qui varient avec le front d'onde appliqué et la nature cet élément (Figure A.5).

A.1. QUELQUES SYSTÈMES DE CONTRÔLE-COMMANDE DES PHASES D'UN LASER À COMBINAISON COHÉRENTE

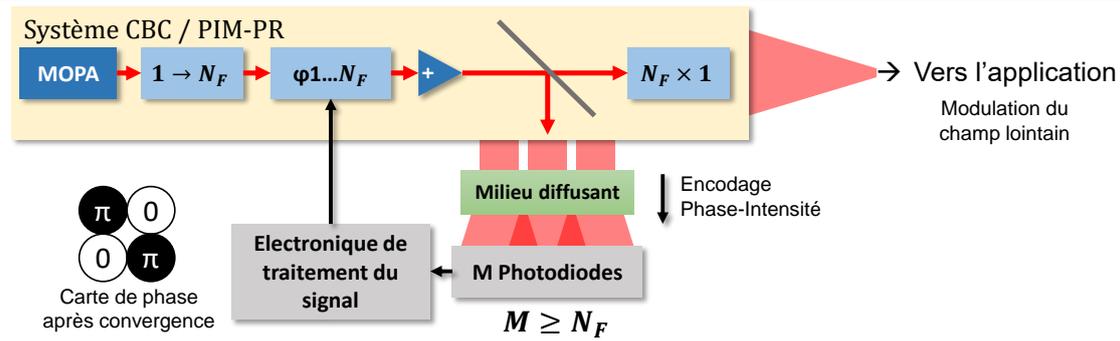


FIGURE A.5 – Schéma de fonctionnement d'un système CBC avec un correcteur PIM-PR en dérivation sur le champ proche.

Après avoir caractérisé la matrice de transfert associée au milieu diffusant, l'application d'une boucle itérative de contrôle-commande permet de verrouiller en phase les fibres, respectivement au front d'onde de consigne (par exemple un damier de phase, alternant entre 0 et $+\pi/2$ radians). Le fonctionnement de la technique a été démontré jusqu'à 100 fibres synthétiques générées à partir d'un dispositif SLM (*Spatial Light Modulator*). La qualité de mise en phase varie de $\lambda/30$ (16 faisceaux) à $\lambda/20$ (100 faisceaux), pour un même nombre d'itérations avant d'arriver à l'estimation correcte du front d'onde (conservant la propriété de convergence asymptotique de la méthode PIM). Les deux méthodes ne sont cependant pas exclusives l'une de l'autre et peuvent être couplées [Boju et al., 2021].

OHD & DEHI : Optical Heterodyne Detection, Digitally Enhanced Heterodyne Interferometry

La détection optique hétérodyne (OHD) est une méthode optique de champ proche. Elle permet une mesure directe de la différence de phase entre chaque fibre et un $(N_F + 1)$ -ème faisceau de référence qui recouvre chaque faisceau de manière intégrale (Figure A.6). Il interfère donc avec ces derniers et cette interférence est collectée par N_F photodiodes (une par faisceau du laser CBC).

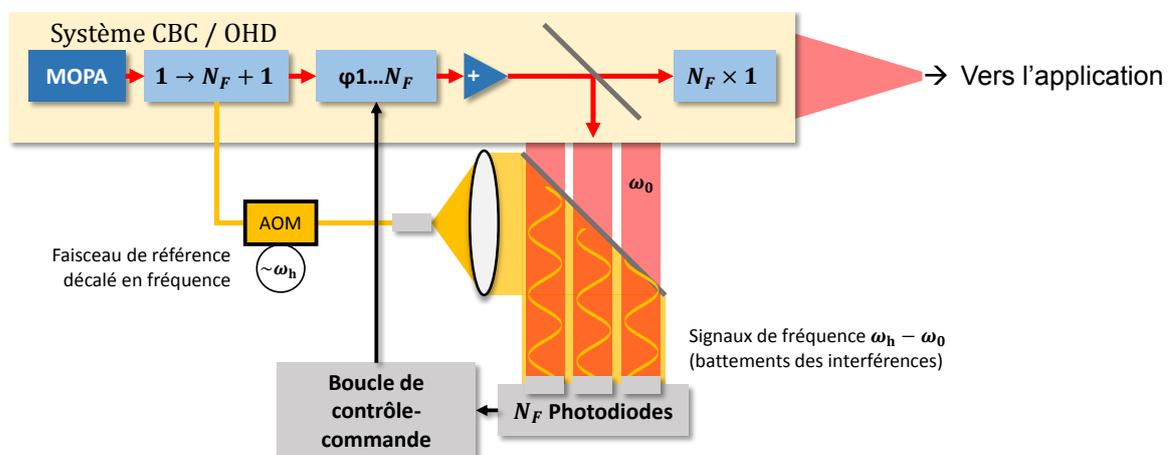


FIGURE A.6 – Schéma de fonctionnement d'un système CBC avec un correcteur OHD en interférence avec le champ proche.

A.1. QUELQUES SYSTÈMES DE CONTRÔLE-COMMANDE DES PHASES D'UN LASER À COMBINAISON COHÉRENTE

Le faisceau de référence est décalé en fréquence par un modulateur acousto-optique⁴ (AOM pour *Acousto-Optic Modulator*). L'interférence entre deux ondes de fréquences optiques très proches produit un champ électrique ayant un battement beaucoup plus faible, lié à la différence des fréquences et donc mesurable directement par une photodiode (ce qui n'est pas possible pour une fréquence optique). A partir de ces signaux (un par canal), un système électronique de contrôle-commande calcule numériquement la valeur de la différence de phase entre le faisceau de référence et le n -ème faisceau du laser CBC. Comme la phase de la référence est identique, il s'en suit une déduction de la relation de phase entre toutes les fibres, qui est corrigée par les modulateurs.

L'OHD a été l'une des premières techniques à servir pour la combinaison de faisceaux, et notamment pour la mesure du bruit de phase dans deux amplificateurs Yb [Augst et al., 2004]. De cette mesure en découle des estimations de l'excursion de la phase en boucle ouverte sur différentes échelles de temps (de mesure et de durée de fonctionnement), et préconise des fréquences de boucle jusqu'à la dizaine de kHz en fonction de la précision de correction souhaitée. Une qualité de mise en phase à $\sim \lambda/30$ RMS jusqu'à $\lambda/100$ (4 fibres) ont été démontrées [Anderegg et al., 2006, Demoustier et al., 2008, Goodno et al., 2010a].

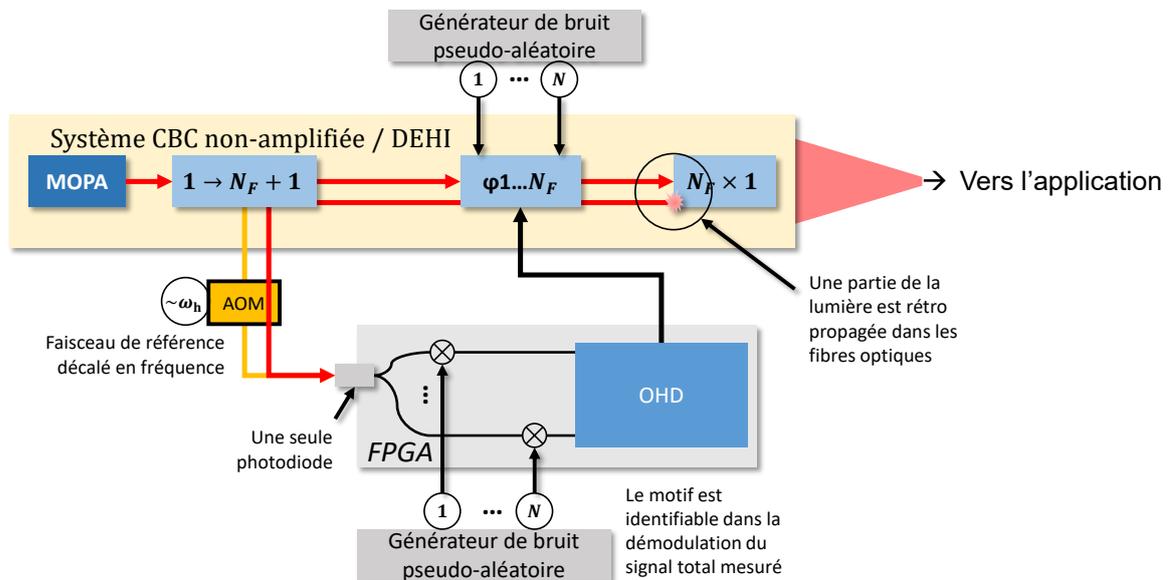


FIGURE A.7 – Schéma de fonctionnement d'un système CBC avec un correcteur DEHI couplé sur une rétro propagation du champ proche.

Une extension de l'OHD propose une amélioration de la qualité de mise en phase par ajout d'une étape opto-numérique. Appelée DEHI (*Digitally Enhanced Heterodyne Interferometry*) [Shaddock, 2007], cette technique présente l'avantage de n'utiliser qu'une seule photodiode pour minimiser les problèmes liés à l'alignement fin d'une matrice de détecteurs dans l'OHD. Le procédé consiste à coupler le décalage en fréquence de l'onde de référence avec un retard pseudo-aléatoire du signal rétropropagé dans la fibre optique à l'étape de recombinaison. Les signaux sont recouplés avec la référence dans une seule voie de mesure. La démodulation des retards permet ensuite d'isoler chaque canal du laser CBC et d'en estimer les variations de phase par un calcul identique à celui mené dans l'OHD (illustration Figure A.7). Cette méthode a été démontrée dans un premier temps avec

4. Il est aussi possible de placer des AOMs sur les canaux de la chaîne CBC.

des retards fixes en plaçant des fibres optiques de longueurs différentes pour chaque voie [Bowman et al., 2013], puis dans un second temps avec un encodage opto-électronique via des EOMs [Roberts et al., 2014] avec une qualité de mise en phase de $\lambda/120$ RMS pour 3 fibres. Néanmoins, l'emploi de la technique est limité à la très basse puissance fibrée et demande un réarrangement de l'architecture pour éviter le renvoi d'un signal trop fort de la tête optique vers les EOMs dans le cas de la CBC haute puissance. La même équipe a réalisé ce changement en démontrant une combinaison de 3 fibres 15 W avec une qualité de mise en phase de $\lambda/194$ RMS et une bande passante de 5 kHz [Roberts et al., 2016, Roberts, 2016].

Interférométrie avec référence

L'interférométrie avec onde de référence est une technique en champ proche simple de mise en œuvre. Elle consiste à faire interférer les faisceaux de la pupille laser avec un $N_F + 1$ -ème faisceau dont la phase fait office de valeur de référence. Sur un détecteur matriciel sont donc enregistrés N_F motifs de franges dont les variations sont liées à la différence de phase entre l'onde de référence et le canal considéré. Un exemple est montré en Figure A.8 avec 7 faisceaux. Une image ou une simulation des franges de l'interférogramme lorsque toutes les fibres sont en phase est stockée en mémoire du ordinateur chargé de réaliser la boucle de contrôle commande. Ainsi à chaque itération de boucle, les N_F motifs de franges enregistrés sur la caméra sont comparés avec les motifs de référence par corrélation, ce qui permet de remonter à la valeur de différence de phase avec le faisceau de référence pour chaque canal. La démonstration expérimentale sur deux faisceaux a été démontrée en 2013 par une équipe japonaise [Chosrowjan et al., 2013] (bande passante 1 kHz, qualité de mise en phase $\lambda/25$), puis a été développée à plus grande échelle en 2014 à Thales Research & Technology France [Antier, 2014, Antier et al., 2014] avec une preuve de concept sur un réseau de 16 fibres, avec une qualité de mise en phase de $\lambda/60$ RMS, une bande passante de 450 Hz et une utilisation effective du détecteur de 64 pixels par motif de franges. Ce nombre de pixels peut être diminué tout en conservant une qualité de mise en phase inférieure à $\lambda/10$ RMS [Antier, 2014].

Cette technique a été employée par la suite pour la mise en phase de 19 laser fibrés en régime femtoseconde (300 fs) avec une précision de l'ordre de $\lambda/60$ [Le Dortz et al., 2017]. Dans [Le Dortz, 2018], l'auteur présente en détail l'effet principal supplémentaire qu'introduit le régime femtoseconde sur la technique : le délai entre deux impulsions de la pupille laser doit être de l'ordre de la dizaine de fs afin qu'elles puissent interférer en champ proche comme en champ lointain. Par conséquent, le délai module le contraste des franges. C'est donc ce dernier qui est utilisé pour minimiser les retards entre toutes les impulsions en agissant sur les VODL⁵, qui changent la distance parcourue par l'impulsion de plusieurs fois la longueur d'onde. Une fois que le contraste des franges est maximum sur toute la caméra, la mise en phase par comparaison avec les franges de référence peut prendre le relai.

5. Variable Optical Delay Lines

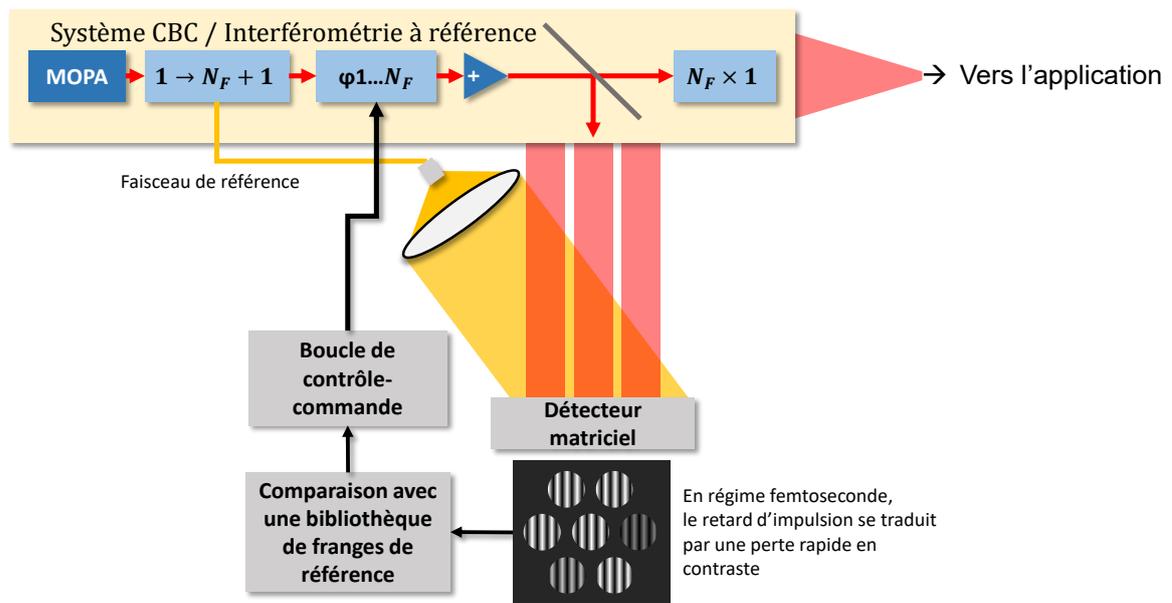


FIGURE A.8 – Schéma de fonctionnement d'un système CBC avec un correcteur interférométrique par rapport à une onde de référence.

Interférométrie à décalage multi-latéral

La dernière technique présentée est l'interférométrie à décalage multi-latéral (IDML). C'est une méthode auto-référencée qui emploie un réseau de diffraction pour générer des répliques d'ordre ± 1 des N faisceaux qui vont se propager et à une distance connue, se superposer et par conséquent interférer⁶. Il résulte la formation de motifs de franges d'interférences dont la forme renseigne sur le défaut de phase relatif entre les fibres deux-à-deux voisines. De plus, si un interférogramme de référence (où toutes les fibres sont en phase) est disponible en mémoire, il est possible remonter aux valeurs des phases absolues des fibres en appliquant soit une comparaison par corrélation, soit un algorithme basé sur la Transformée de Fourier [Toulon, 2009a, Bellanger, 2010]. Le traitement permet de mesurer non seulement la variation de piston de phase et la qualité de mise en phase, mais aussi de quantifier l'erreur d'alignement des fibres dans la tête laser. Dans [Bourderionnet et al., 2011], les auteurs ont réussi la mise en phase de 64 fibres passives en maille carrée via un IDQL, avec une qualité inférieure à $\lambda/10$. La Figure A.9 illustre deux cas. Le premier est le mode "2x2 ultime" [Bellanger, 2010] où le taux de remplissage des fibres est faible et un où le taux de remplissage est un peu plus élevé (configuration plutôt IDQL). Dans le deuxième cas, on s'aperçoit que les zones utiles (des franges d'interférences à deux ondes) diminuent petit à petit. Notons qu'une technique similaire a été appliquée sur une maille hexagonale de 7 faisceaux issues d'une fibre optique dans le cadre d'une caractérisation de la mise en phase par SPGD [Prevost et al., 2017].

6. Il existe plusieurs variantes du décalage latéral, dont les plus connues celles basées sur deux répliques (bi-latéral, IDBL), trois répliques (tri-latéral, IDTL) et quatre répliques (quadri-latéral, IDQL, ou encore QWLSI pour *Quadri-wave lateral shearing interferometry*).

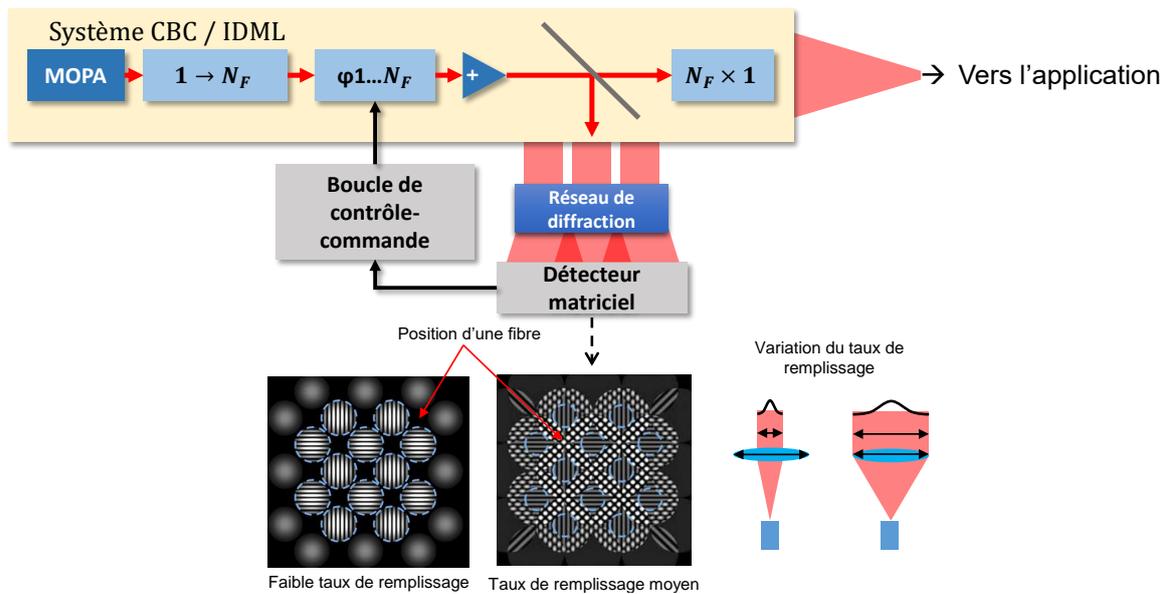


FIGURE A.9 – Schéma de fonctionnement d'un système CBC avec un correcteur IDQL en dérivation sur le champ proche.

A.1.3 Target-In-the-Loop : mise en phase sur une cible distante

Certaines applications liées à la télécommunication optique en espace libre et à la conception de contre-mesures laser nécessitent un système de mise en phase qui tienne compte de la variation du chemin optique parcouru par chaque faisceau pendant le fonctionnement de la boucle de rétro-action. Par exemple, les perturbations par l'environnement thermo-mécanique du laboratoire (un radiateur ou un ventilateur sur une table optique), ou la turbulence atmosphérique entraînent des variations de phase pour chaque faisceau du système CBC. Dès lors, les interférences du champ lointain ne sont plus constructives. Pour pallier à ce problème, il a été proposé d'intégrer la cible dans la boucle (TIL, *Target-In-the-Loop*) en captant le champ rétro-diffusé par cette dernière (Figure A.10) [Youngchan et al., 2021, Ma et al., 2013, Weyrauch et al., 2011, Bennaï, 2010]. Ce champ contient l'information de l'état d'interférence de tous les faisceaux élémentaires et traverse une nouvelle perturbation au retour qui introduit un déphasage supposé commun à tous les canaux. Il est supposé que le maximum de puissance est déposé sur la cible. Par conséquent la stratégie est de moduler les phases des faisceaux élémentaires afin de maximiser la puissance du signal de retour, ce qui fera de même sur la cible.

A.1. QUELQUES SYSTÈMES DE CONTRÔLE-COMMANDE DES PHASES D'UN LASER À COMBINAISON COHÉRENTE

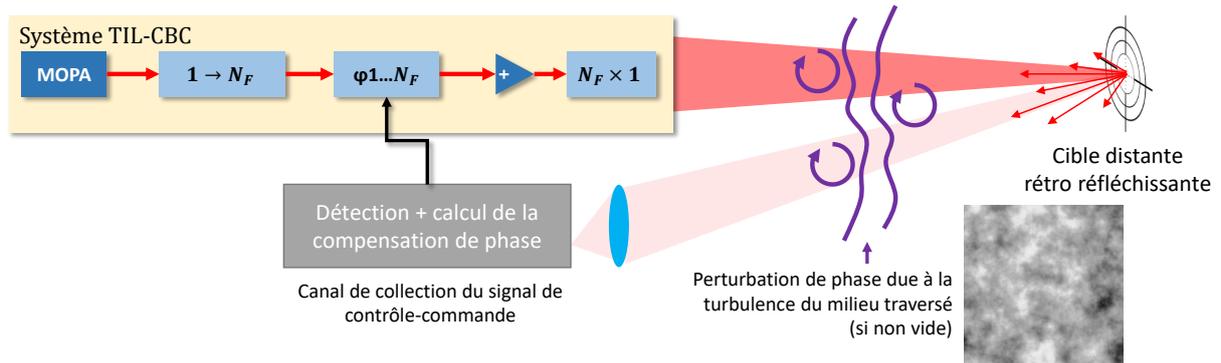


FIGURE A.10 – Schéma de principe de la TIL-CBC (cible dans la boucle).

Les méthodes en champ lointain, comme SPGD et LOCSET et SFD, sont les plus adaptées à la configuration TIL. En effet, il est nécessaire de capter un champ diffusé qui est issu de l'interférence constructive ou non des faisceaux élémentaires. A notre connaissance, la technique SPGD a été testée en TIL-CBC avec une cible placée à 21 km de distance [Weyrauch et al., 2016], le LOCSET quant à lui en TIL-CBC avec une cible positionnée entre 70 m et 1 km de distance (présenté dans cette thèse), et la SFD en laboratoire [Tao et al., 2011].

Annexe B

Compléments au Chapitre 2

Cette annexe contient des notions générales d'optique et les démonstrations complètes de quelques formules énoncées et discutées tout au long du chapitre 2 de la thèse.

B.1 Annexes du modèle ondulatoire

B.1.1 Formalisme pour la diffraction par les bords et la propagation de Fresnel

La diffraction par les bords résulte du principe de Huygens-Fresnel : pour un plan pupillaire borné donné, illuminé par une onde incidente (plane), tout point de la pupille est considéré comme une nouvelle source sphérique se propageant de proche en proche et dont l'amplitude est proportionnelle à l'onde incidente. La diffraction par les bords, qui cause une propagation de Fresnel des champs n'est cependant pas un cas de diffraction par un très petit trou (ou une ou plusieurs fentes), ou une fente d'extension infinie. Il n'y a pas besoin d'avoir une condition d'équivalence entre la taille de l'ouverture R_S et la longueur d'onde λ de l'onde s'y propageant (nombre de Fresnel $F = R_S^2/z\lambda \ll 1$). La diffraction problématique est plutôt conditionnée par un nombre de Fresnel $F = R_S^2/z\lambda$ compris entre 1 et la centaine.

Sans redéfinir toutes les notions de l'optique ondulatoire (tirées du livre [Saleh and Teich, 2007]), l'effet de la diffraction par les bords avec la distance de propagation z se décrit par une fonction de transfert \mathcal{H} ou un propagateur $h = TF^{-1}[\mathcal{H}]$, avec le symbole $TF[\cdot]$ utilisé comme la notation de la transformée de Fourier spatiale. Leurs notations, en accord avec celles utilisées dans le manuscrit (z , λ , etc) sont rappelées ci-après :

$$h_z(x, y) = \frac{i}{z\lambda} \exp\left(-i2\pi\frac{z}{\lambda}\right) \exp\left[\frac{-i\pi(x^2 + y^2)}{\lambda z}\right] \quad (\text{B.1a})$$

$$\mathcal{H}_z(v_x, v_y) = \exp\left(-i2\pi\frac{z}{\lambda}\right) \exp\left[-i\pi\lambda z(v_x^2 + v_y^2)\right] \quad (\text{B.1b})$$

La propagation d'un champ se fait par convolution de ce dernier par h_z . Parfois, il est plus simple de passer par une succession de TF, afin d'appliquer multiplicativement la fonction de transfert \mathcal{H}_z . Un champ quelconque sortant E_s est obtenu à partir du champ incident E_i

défini à $z = 0$ des deux manières suivantes :

$$E_s(x', y', z) = [h_z(x, y) * E_i(x, y, 0)](x', y', z) \quad (\text{B.2a})$$

$$E_s(x', y', z) = TF[\mathcal{H}_z(v_x, v_y) \cdot TF^{-1}[E_i(x, y, 0)](v_x, v_y)] \quad (\text{B.2b})$$

Dans la suite, les écritures mathématiques qui comprennent des convolutions de propagateurs de Fresnel seront allégées de leurs variables non essentielles, i.e. (x, y) et leurs associations par convolution. La variable z le long de l'axe optique est conservée car elle permet de suivre la progression pendant la propagation au travers de l'instrument.

B.1.2 Propagation dans l'interféromètre PISTIL

Modèle géométrique

Nous supposons que le champ proche $E(x, y, z)$ est correctement imagé dans le plan du masque ($z = 0$). Le réseau de diffraction est placé à une distance arbitraire z_{res} du masque. Le pistilogramme est obtenu avec une propagation du masque au réseau, la traversée du réseau, puis une nouvelle propagation à la distance optimale z_{opt} (Figure B.1). Le champ complexe du pistilogramme et l'intensité correspondante observée sur un détecteur s'écrivent comme l'enchaînement des propagations suivantes :

$$E(z_{opt} + z_{res}) = h_{z_{opt}} * \{T \cdot [h_{z_{res}} * E_M(0)]\} \quad (\text{B.3a})$$

$$I(z_{opt} + z_{res}) \propto |E(z_{opt} + z_{res})|^2 \quad (\text{B.3b})$$

Avec T la transmittance du réseau de diffraction, qui est définie à l'Eq.(2.7) pour le réseau parfait et à l'Eq.(B.4) pour le réseau réel.

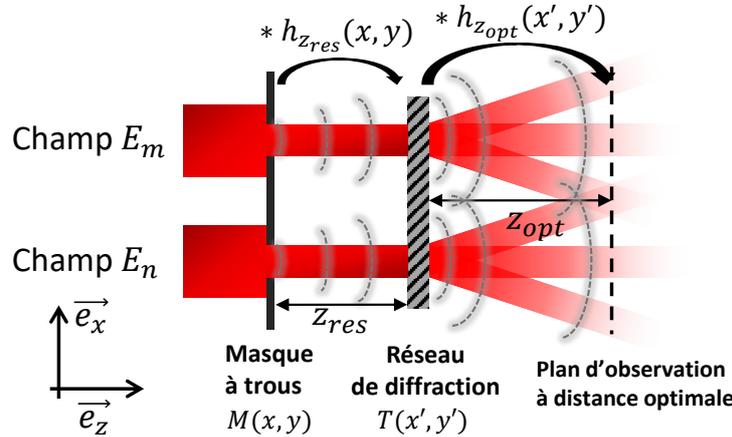


FIGURE B.1 – Propagation du front d'onde après diffraction par les éléments optiques de l'interféromètre PISTIL. Les courbes en pointillés gris représentent la déformation progressive des fronts d'onde et des supports des faisceaux, entraînant rapidement des interférences multiples autres que celle à deux-ondes recherchée. Elles sont très exagérées pour être facilement remarquées.

Dans le plan du détecteur, le pistilogramme est un mélange entre les interférences deux-ondes formant les pétales et des interférences N-ondes, effaçant la simplicité du modèle géométrique. Les franges deux-ondes sont relativement moins nettes et changent

d'allure rapidement avec le nouveau paramètre qu'est la distance entre le masque et le réseau z_{res} (Figure B.2).

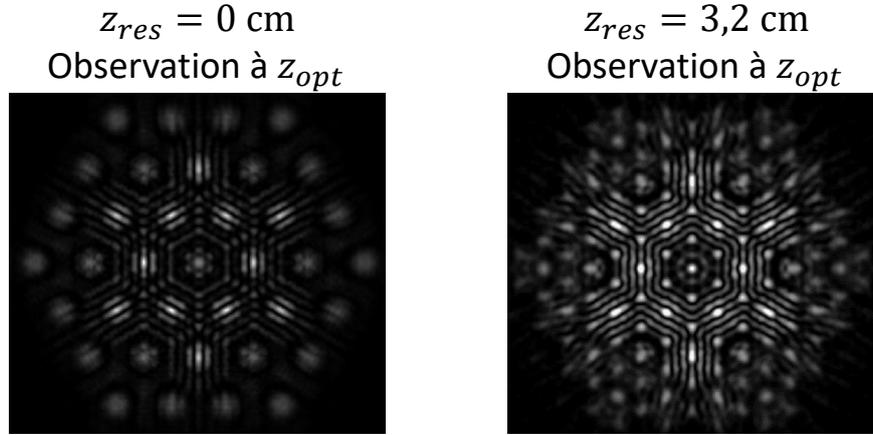


FIGURE B.2 – Pistilogrammes obtenus après propagations successives des champs dans la configuration géométrique.

Si les franges semblent être toujours exploitables, quasi-sinusoïdales, c'est parce que nous avons pris en compte un réseau idéal (Eq.(2.7)). Il faut se placer dans le cas d'un réseau réel pour mieux comprendre l'incompatibilité du lieu géométrique optimal de l'interféromètre PISTIL avec sa mise en pratique.

Modèle géométrique et réseau en intensité réel : cas le pire

Un réseau réel se différencie d'un réseau idéal car en général, au lieu de concevoir un réseau parfaitement sinusoïdal, des plots vont être déposés périodiquement selon le paramètre de Bravais du réseau p_g et les directions privilégiées. Les plots vont avoir comme effet de diffracter plus d'ordres qu'il n'est nécessaire. La transmittance d'un réseau réel en intensité peut s'écrire de la sorte :

$$T(x, y) \approx 1 + \sum_{t=1}^3 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \mathbb{1}_R \left[\left(x - \frac{2n\pi}{p_g} \right) \cos \theta_t, \left(y - \frac{2n\pi}{p_g} \right) \sin \theta_t \right] \quad (\text{B.4})$$

Où $\mathbb{1}_R$ est une fonction indicatrice de paramètre d_{plot} . Il est facile de montrer par TF que la propagation d'un faisceau collimaté au travers du réseau va générer une constellation d'ordres bien supérieur en nombre aux 7 du réseau idéal. Lorsque nous appliquons de nouveau le principe de propagation du champ proche dans l'interféromètre via l'Eq.(B.3a), nous observons en plan de détection les pistilogrammes de la Figure B.3.

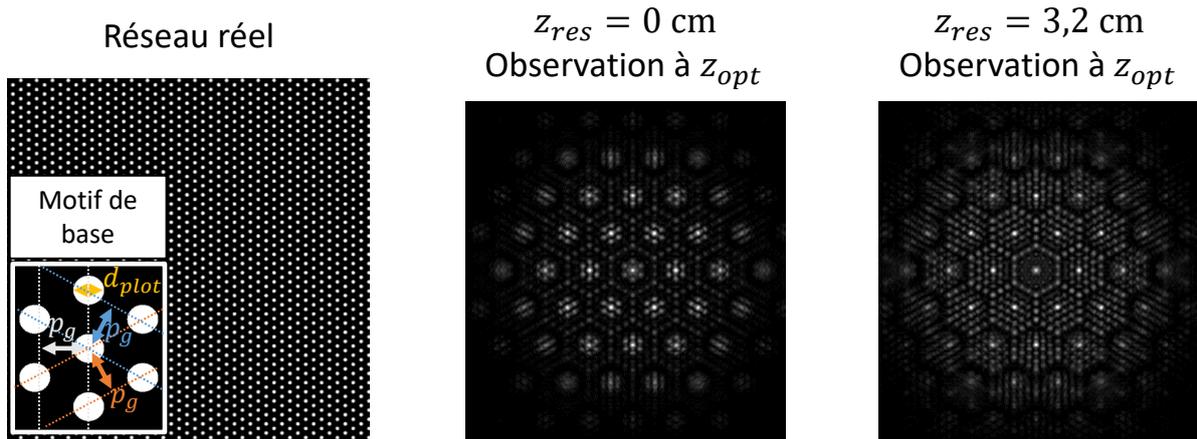


FIGURE B.3 – Un réseau réel à gauche. Pistilogrammes à droite obtenus après propagations successives des champs dans la configuration géométrique, pour un réseau réel. Les franges ont disparu.

Les franges d'interférences deux ondes se brouillent beaucoup plus fortement. L'information sur la différence de phase entre deux répliques d'ordres ± 1 issues de faisceaux élémentaires voisins est noyée dans les différences de phase issues de répliques d'ordres supérieurs, et possiblement de voisins différents.

L'idée d'un pistilogramme virtuel

Dans ce paragraphe, nous allons faire une expérience de pensée pour comprendre comment nous pouvons retrouver un pistilogramme optimal avec l'emploi d'un second afocal.

Cette expérience s'apparente à une analogie avec la notion d'objet virtuel dans les systèmes optiques à lentilles minces convergentes. Un objet est virtuel pour système optique si ce dernier intercepte les rayons de l'image d'un objet réel par un précédent système optique. L'image finale (réelle) de l'objet par le système pourra toujours être obtenue par le tracé de rayon à partir dudit objet virtuel.

Transposons cela à notre situation (Figure B.4) : dans le modèle géométrique, nous supposons que le masque comme le réseau sont des systèmes optiques. Les rayons des répliques de diffraction se propagent jusqu'au lieu du pistilogramme géométrique pour certaines, et selon les angles de diffraction ou les ordres 0 pour toutes les autres.

Si nous "rétro-propageons" les faisceaux diffractés, nous pouvons voir que les répliques opposées -1 et $+1$ des champs E_n et E_m se superposent à une position z entre le masque et le réseau; sur le masque si la distance entre les deux objets est égale à z_{opt} . Il existe donc pistilogramme virtuel dans ce plan.

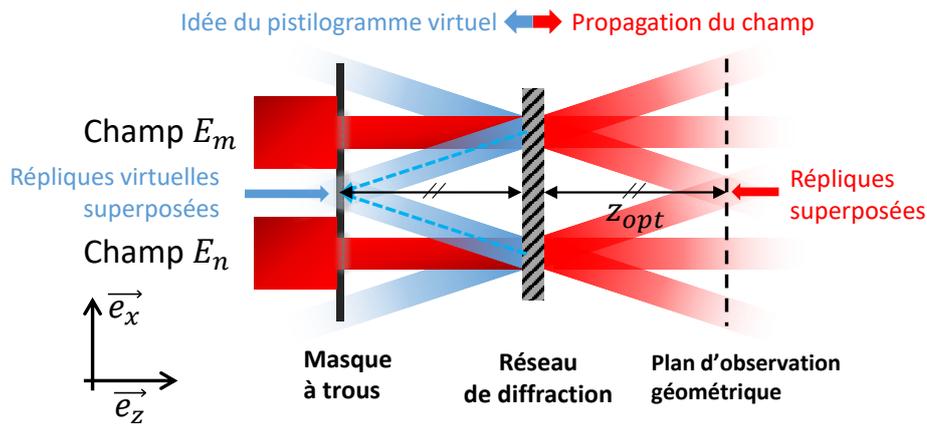


FIGURE B.4 – Schéma de l'expérience de pensée du pistilogramme virtuel situé dans le système optique (prolongation opposée des répliques de diffraction, en bleu).

Bien entendu, nous avons fait une expérience de pensée et le plan du masque est physiquement inaccessible pour y placer un détecteur. C'est pour cela que l'imagerie du masque par un afocal donnera accès à l'image de ce pistilogramme virtuel.

Principe d'imagerie d'un pistilogramme géométrique virtuel

Le système d'imagerie du pistilogramme géométrique virtuel, que nous avons présenté en Figure 2.12, est régi par des équations de propagation des champs. Nous allons en exprimer la séquence générale à partir de l'équation du champ proche laser de Eq.(2.1) imagée avec un grandissement de 1 sur le masque à trous de l'interféromètre PISTIL. Nous nous basons aussi sur la Figure B.5 qui présente aussi l'évolution progressive du champ proche.

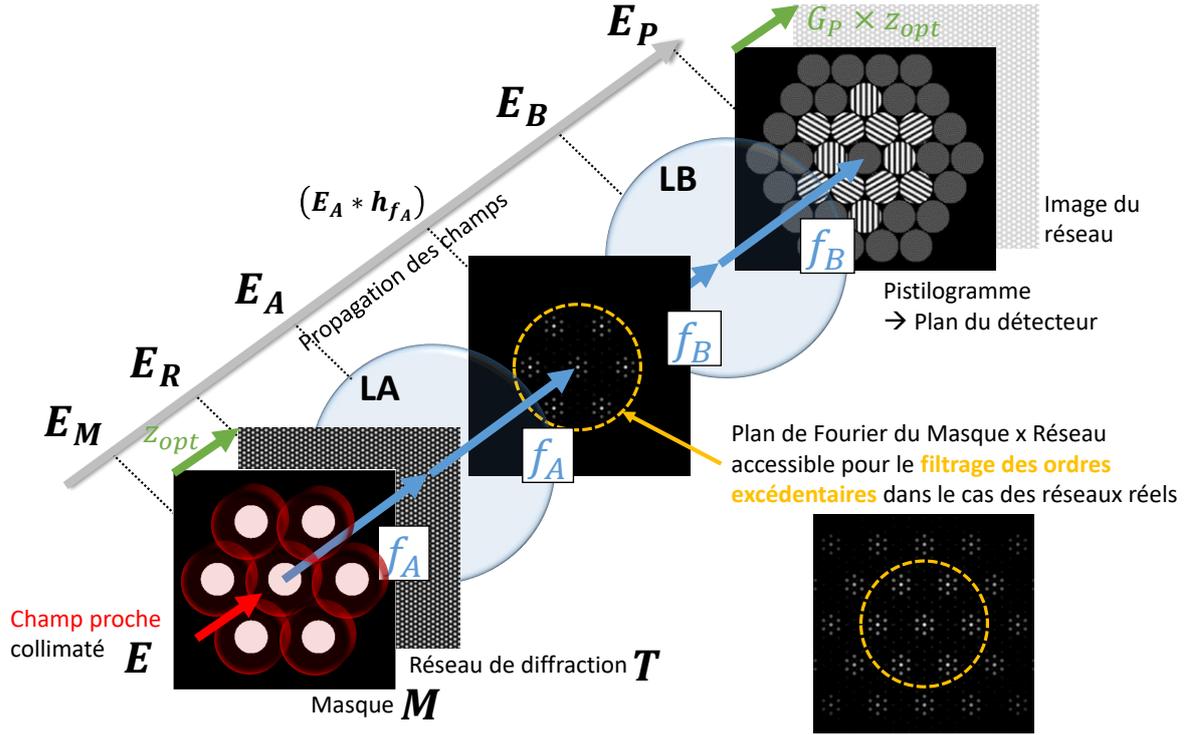


FIGURE B.5 – Schéma du système d'imagerie du pistilogramme virtuel sur un plan focal image réel et progression de l'écriture du champ proche propagé.

Tout d'abord, le champ se propage du masque au réseau de transmittance $T(x, y)$:

$$E_R(z_{opt}) = [E_M(0) * h_{z_{opt}}] \times T \quad (\text{B.5})$$

Le champ continue sa propagation libre jusqu'à traverser la première lentille LA :

$$E_A(f_A) = [E_R(z_{opt}) * h_{f_A - z_{res}}] \times T_{f_A} \quad (\text{B.6})$$

avec T_{f_A} la transmittance de la première lentille LA de longueur focale f_A (respectivement identique pour la lentille LB) [Saleh and Teich, 2007]. Si le réseau est parfait, il n'y a pas de diaphragme et nous propageons le champ directement jusqu'à traverser la seconde lentille LB, à la distance $f_A + f_B$ depuis la dernière position :

$$E_B(2f_A + f_B) = [E_A(f_A) * h_{f_A + f_B}] \times T_{f_B} \quad (\text{B.7})$$

Enfin, le champ est se propage jusqu'au plan focal image de la lentille LB, où l'on doit obtenir l'image du pistilogramme virtuel :

$$E_P(2f_A + 2f_B) = [E_B(2f_A + f_B) * h_{f_B}] \quad (\text{B.8a})$$

$$I_P(x, y) = |E_P(2f_A + 2f_B)|^2 \quad (\text{B.8b})$$

L'écriture formelle de l'intensité du pistilogramme géométrique retrouvé s'obtient en prenant le module carré du champ E_P . Le calcul direct de l'Eq.(B.8a) peut se mener analytiquement, mais est très long. Une démonstration réduite en monodimensionnel

(selon x), avec $\theta_t = 0^\circ$, avec seulement deux faisceaux élémentaires et enfin un grandissement $G_P = 1$ permet d'obtenir une partie du résultat analytique. En généralisant cette démonstration, elle conduit à la solution analytique complète pour l'intensité d'un pétale, toujours pour des grandissements G_C et G_P unitaires :

$$\begin{aligned}
 I_{nm}(x, y) \propto & \mathbb{1}_m^T \left(x - \frac{x_n + x_m}{2}, y - \frac{y_n + y_m}{2} \right) (|E_{0,n}|^2 + |E_{0,m}|^2) \\
 & + \mathbb{1}_m^T \left(x - \frac{x_n + x_m}{2}, y - \frac{y_n + y_m}{2} \right) 2E_{0,n}E_{0,m} \cos \left[\begin{array}{c} 2\pi \frac{2x \cos \theta_t}{p_g} - 2\pi \frac{2y \sin \theta_t}{p_g} \\ + 2\pi \frac{(x_n + x_m) \cos \theta_t}{p_g} - 2\pi \frac{(y_n + y_m) \sin \theta_t}{p_g} \\ - \Delta \varphi_{nm}(x, y) \end{array} \right]
 \end{aligned} \tag{B.9}$$

B.2 Annexes des traitements du pistilogramme

B.2.1 Propriétés du traitement

Corollaire à la conservation de la variance : conservation du bruit de phase

Dans la section 2.2.3, nous avons vu qu'il y avait conservation de la variance temporelle des phases au cours de la propagation dans l'interféromètre PISTIL et de l'estimation de leurs valeurs en sortie de traitement. La variance temporelle d'un signal quelconque (ici la phase) est liée, de par le théorème de Parseval, à la fois à la puissance du signal et l'intégrale du module carré de sa transformée de Fourier. Or ce module carré est précisément une estimation de la densité spectrale de puissance du signal. Comme il y a conservation de la variance et que l'intégrale est un processus linéaire, il vient que la densité spectrale de puissance de phase est elle aussi conservée dans le traitement algébrique. Une simulation vient confirmer ce corollaire : dans la Figure B.6, les densités spectrales de puissance en entrée et en sortie (mesurée) se superposent sur presque tout le spectre (le bruit injecté est constitué de deux sinusoïdes à 5 et 10 Hz, plus un bruit blanc gaussien).

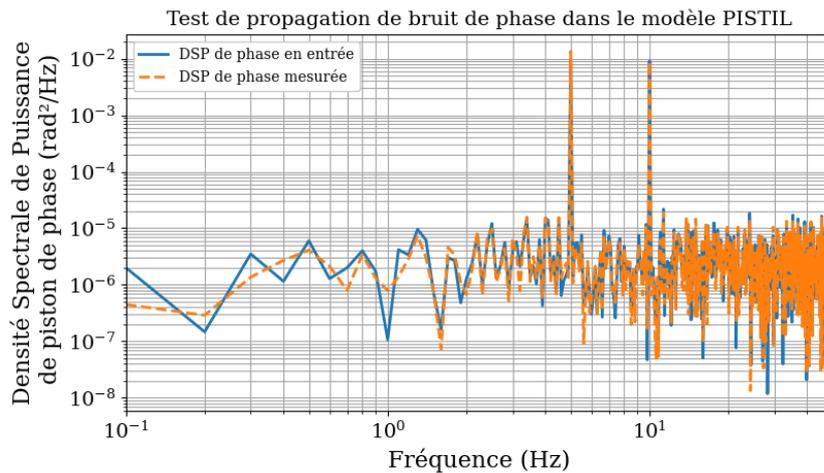


FIGURE B.6 – Test de propagation d'une densité spectrale de bruit de phase dans le traitement PISTIL. La conservation énoncée du bruit se vérifie par la quasi-superposition des deux courbes.

Perte du piston global dans la reconstruction par algèbre pistillienne : rasoir d'Ockham

Revenons à la résolution d'un problème $\Delta\boldsymbol{\varphi}_0 = \mathbf{D}\cdot\boldsymbol{\varphi}_0$ pour estimer $\boldsymbol{\varphi}_0$. Nous avons vu dans les propriétés du traitement (section 2.2.3) que le mode de piston global était invisible pour l'analyseur PISTIL : sa valeur singulière est un zéro numérique. Sans aucune source de bruit, nous pourrions avancer que n'importe quel piston est estimé de la sorte $\widehat{\varphi}_{0,n} = \varphi_{0,n} - \frac{1}{N_F} \sum \varphi_{0,j}$.

Je reprends ici la fin de section susmentionnée :

- Lors qu'une étude d'une boucle de contrôle-commande des phases des fibres d'un laser CBC, la surface d'onde segmentée corrigée par la boucle est presque toujours de moyenne spatiale nulle. En effet le cophasage se fait à une constante de phase près, tant que cette dernière est peu perturbée (puisqu'il s'agit de minimiser la différence de phase entre chaque élément pour la plupart des boucles). Les analyseurs à relation algébrique sont souvent sujet au même problème de non-visibilité du mode de piston global [Gendron, 1995].
- Lors d'une étude métrologique d'une surface d'onde segmentée quelconque, avec une connaissance *a priori* du vecteur $\boldsymbol{\varphi}_0$ à mesurer, il est toutefois possible de retirer le biais des valeurs estimées. Pour cela, nous corrigerons le vecteur $\widehat{\boldsymbol{\varphi}}_0$ en lui ajoutant la moyenne spatiale $\overline{\boldsymbol{\varphi}_0}$ de la commande. Cette correction peut aussi se faire temporellement.

Mais que se passe-t-il si une étude nécessite d'étudier une surface d'onde segmentée quelconque sans connaissance de la commande hormis qu'elle n'est pas de moyenne spatiale nulle?

Le cas le plus critique est celui d'un seul élément présentant une variation périodique de phase, alors que les autres ne l'ont pas : la valeur moyenne des pistons va aussi être périodique. , le dernier terme dupliquant la périodicité de l'un des éléments (disons le numéro 1). Quand N_F devient grand (empiriquement $N_F \geq 37$), la duplication de la périodicité est atténuée et plongée dans le bruit. Quand N_F est petit, l'atténuation est bien moindre, et donc la duplication dépend aussi de l'amplitude du phénomène périodique, chose que nous ne pouvons pas prévoir. Un rasoir d'Ockham dans ce cas revient à corriger $\widehat{\varphi}_{0,n}$ par une estimation de la moyenne de $\boldsymbol{\varphi}_0$ à partir de l'écart-type spatial du vecteur des pistons estimés $\sigma_S(\widehat{\boldsymbol{\varphi}}_{0,n})$, qui est égal à celui des pistons vrais $\sigma_S(\boldsymbol{\varphi}_{0,n})$, avec la formule ci-après

$$\widehat{\varphi}_{0,n} \leftarrow \widehat{\varphi}_{0,n} - \text{sgn}\left(\overline{\widehat{\boldsymbol{\varphi}}_{0,n}^{\text{numérique}}}\right) \cdot Q_{\alpha/2} \cdot \frac{\sigma_S(\widehat{\boldsymbol{\varphi}}_{0,n})}{\sqrt{N_F}} \quad (\text{B.10})$$

Avec $\left(\overline{\widehat{\boldsymbol{\varphi}}_{0,n}^{\text{numérique}}}\right)$ la valeur moyenne numérique du vecteur des pistons estimés dont le signe est le plus souvent opposé à la vraie moyenne, et $Q_{\alpha/2}$ le quantile d'ordre α qui permet une estimation statistique de la vraie moyenne des pistons dans un intervalle $\left[\text{sgn}\left(\overline{\widehat{\boldsymbol{\varphi}}_{0,n}^{\text{numérique}}}\right) - Q_{\alpha/2} \cdot \frac{\sigma_S(\widehat{\boldsymbol{\varphi}}_{0,n})}{\sqrt{N_F}}, \text{sgn}\left(\overline{\widehat{\boldsymbol{\varphi}}_{0,n}^{\text{numérique}}}\right) + Q_{\alpha/2} \cdot \frac{\sigma_S(\widehat{\boldsymbol{\varphi}}_{0,n})}{\sqrt{N_F}}\right]$. Cette estimation n'est peut-être pas toujours optimale, mais ouvre la voie vers une régularisation.

Annexe C

Compléments au Chapitre 3

Cette annexe contient des résultats annexes obtenus sur le banc HIBISCUS.

C.1 Propagation au travers de l'interféromètre du modèle géométrique avec un réseau réel

Dans les limites du modèle géométrique l'interféromètre PISTIL, nous avons montré que sa considération seule permettait de comprendre la figure d'interférence finale, mais que son montage réel subissait des effets de diffraction par les bords (section 2.1.2). En lieu et place d'un pistilogramme géométrique après un montage masque + réseau et une caméra à la distance optimale $z_{opt} = 4.6$ cm du réseau de diffraction, nous avons émis l'hypothèse qu'il n'était pas possible d'obtenir de pistilogramme dans le cas d'un réseau réel (Figure B.2 et Figure B.3).

Pour réaliser cette démonstration, je n'utilise qu'une seule longueur d'onde $\lambda_1 = 633$ nm du banc HIBISCUS. Le miroir déformable est sous tension en position plane. Je modifie ensuite légèrement le montage du bras analyseur (Figure 3.8 - (C)) pour mettre à la suite masque, réseau et caméra, comme montré dans la Figure C.1.

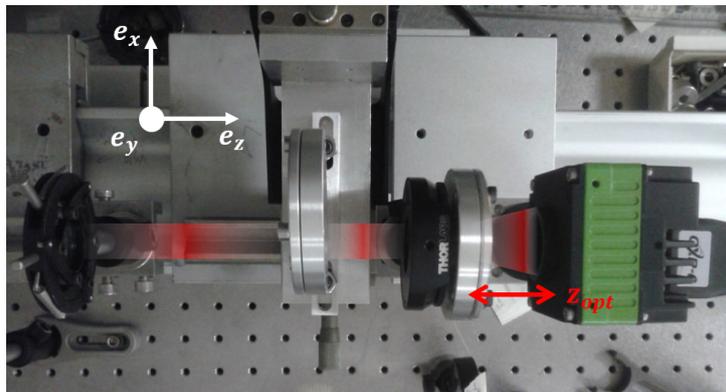


FIGURE C.1 – Montage géométrique expérimental d'un interféromètre PISTIL. La distance masque-réseau peut être réduite, mais cela ne change pas le principe de la démonstration.

Nous obtenons alors une image qui est en tout point similaire à la théorie de propagation.

C.1. PROPAGATION AU TRAVERS DE L'INTERFÉROMÈTRE DU MODÈLE GÉOMÉTRIQUE AVEC UN RÉSEAU RÉEL

J'utilise en simulation des propagateurs de Fresnel avec des distances similaires à celle mesurées sur le banc, respectivement ~ 7 cm et $z_{opt} = 4.6$ cm (Figure C.2).

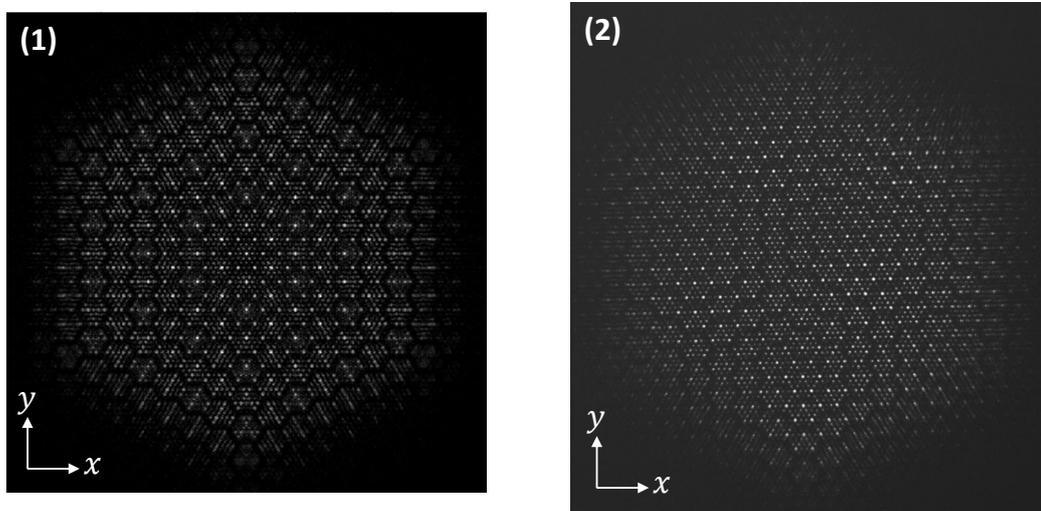


FIGURE C.2 – Effet de la propagation au travers de l'interféromètre PISTIL. (1) Simulation, (2) Image réelle.

Cette démonstration soulève l'importance de l'utilisation de l'afocal de conjugaison masque - caméra, qui implicitement conjugue le champ proche à cette dernière. Dès lors, l'afocal devient un élément clef de l'interféromètre PISTIL, car il remplit trois fonctions, dont deux ont déjà été relevées dans la thèse précédente :

- Il permet d'obtenir un pistilogramme net, respectant rigoureusement l'écriture mathématique démontrée au chapitre précédent sur le détecteur. Bien entendu, il y a une légère distorsion due à la présence d'une fonction de transfert de modulation du détecteur.
- Il permet de nettoyer le pistilogramme des ordres de diffraction du réseau supérieurs à ± 1 en positionnant au plan de Fourier supplémentaire créé un diaphragme de filtrage (voir Figure C.3).
- Il adapte le pistilogramme à une certaine ROI caméra, ce qui nous permet de bénéficier notamment soit du gain en cadence de cette dernière, soit d'une meilleure sensibilité au tip/tilt individuel.

Pour la suite des expérimentations, l'afocal et l'iris de filtrage sont repositionnés conformément au schéma du montage optique de la Figure 3.8, afin désormais de proposer une procédure d'acquisition d'images, caractériser le banc HIBISCUS et faire des mesures de test.

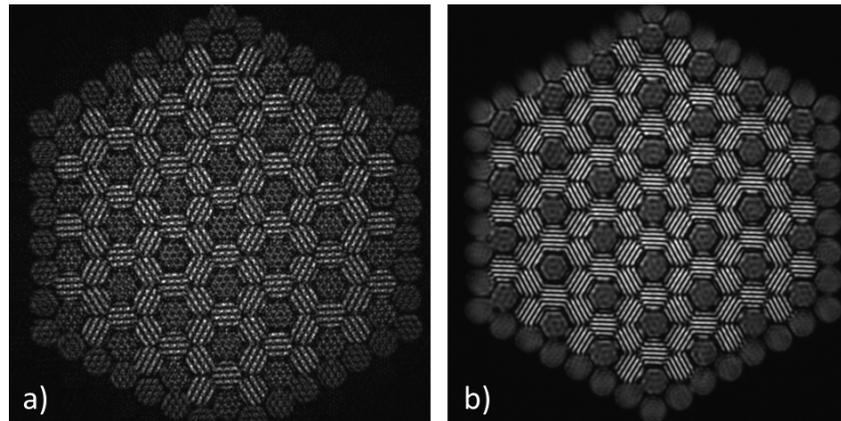


FIGURE C.3 – En a), pistilogramme obtenu sans mettre de diaphragme dans le plan de Fourier de l’afocal PISTIL, en b) pistilogramme nettoyé des interférences parasites en plaçant le diaphragme. Image extraite de [Deprez, 2018].

C.2 Mesure de caractérisation d’une heure du banc HIBISCUS

Les séries temporelles de piston sont données dans la Figure C.4. Dans ce graphe, on observe une augmentation progressive de la valeur des pistons des courtes externes surtout, jusqu’à un changement de variation soudain, qui pourrait s’expliquer par un phénomène de battement mécanique de l’environnement du banc HIBISCUS. Sur cette échelle de temps, les tips/tilts individuels de chaque segments présentent des perturbations similaires (Figure C.5).

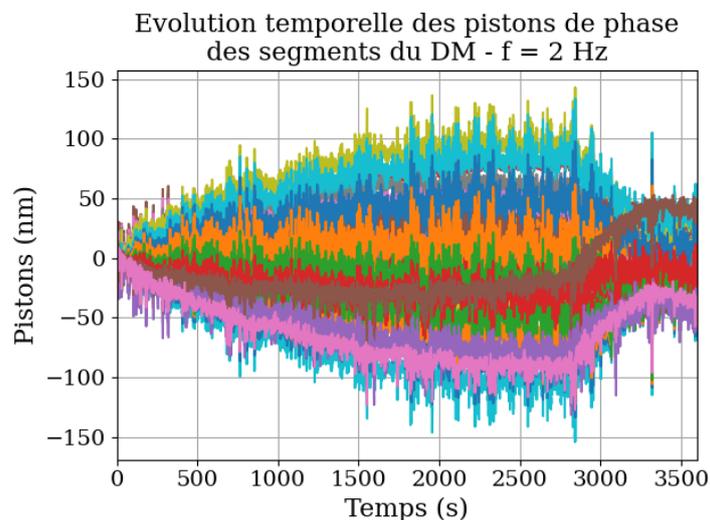


FIGURE C.4 – Evolution temporelle des 37 pistons de phase du DM au repos sur un temps long (3600 secondes - échantillonnage 2 Hz). Écart-type temporel moyen des 37 variations estimé à 35.7 nm RMS.

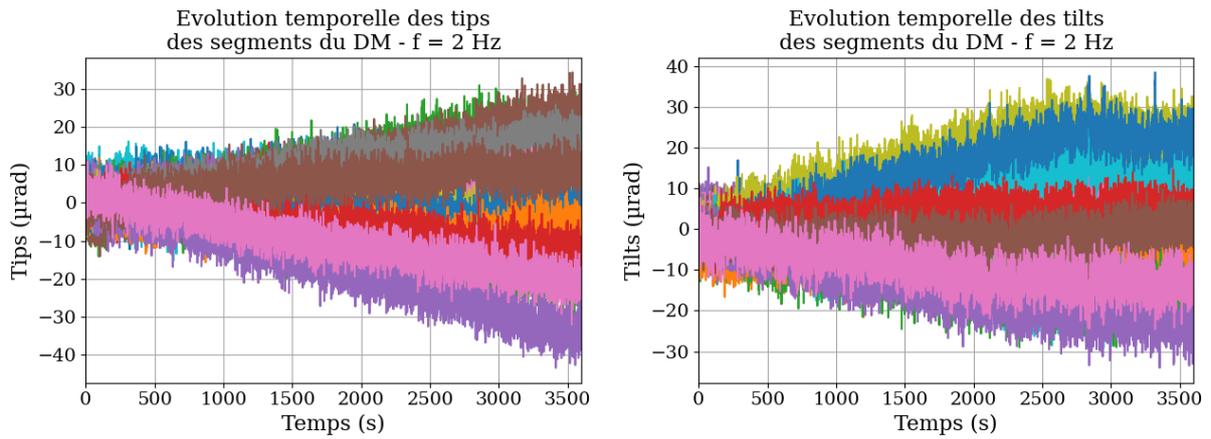


FIGURE C.5 – Evolution temporelle des 37 tips/tilts du DM au repos sur un temps long (3600 secondes - échantillonnage 2 Hz). Écart-type temporel moyen des 37 variations estimé à 7.5 µrad RMS pour les deux quantités.

Une carte des pistons est présentée en Figure C.6 et témoigne présence des modes de basculement sur tout le miroir.

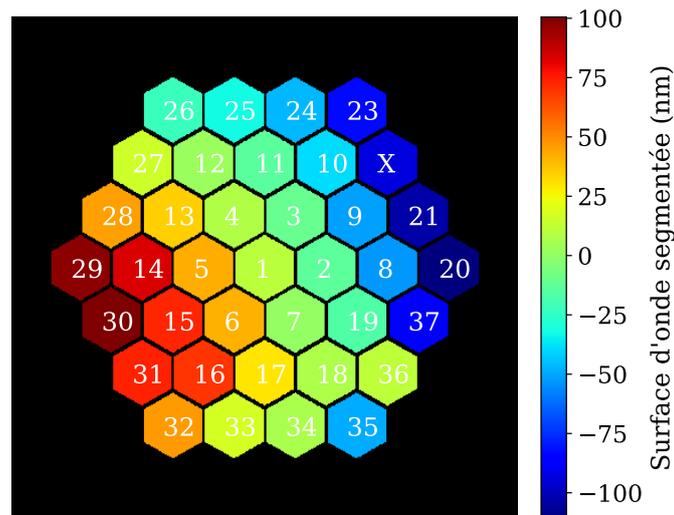


FIGURE C.6 – Exemple de carte des pistons estimés pendant la dérive longue durée. Écart-type spatial à $t = 3321$ secondes estimé à 55.5 nm RMS.

Les DSPs de deux pistons (le premier et le dernier) sont aussi disponibles en Figure C.7 et montrent une claire décroissance en $1/f^2$ dans l'échelle de temps d'une heure, échantillonnée à 0.5 seconde (2 Hz).

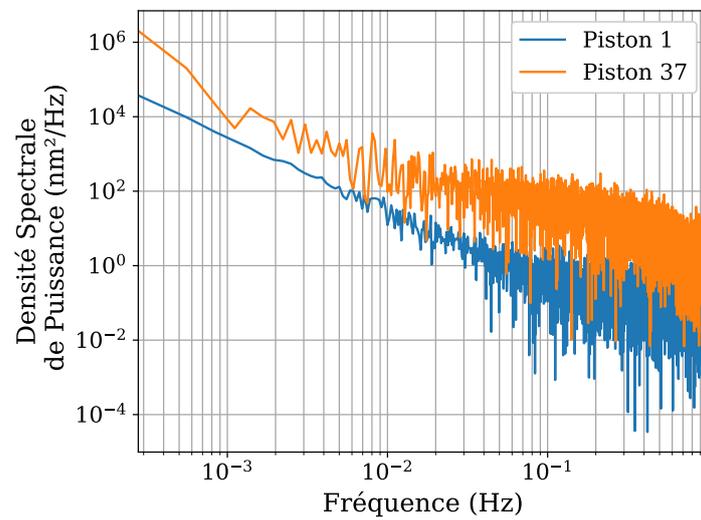


FIGURE C.7 – Comparaison des DSPs de pistons entre le segment 1 (bleu) et le segment 37 (orange) dans la mesure d'une heure.

Annexe D

Compléments au Chapitre 4

Cette annexe contient des résultats annexes obtenus pendant le travail mené dans la campagne LASBE.

D.1 Complément d'information sur la technique LOCSET

Cette technique a été développée par l'Air Force Research Laboratory entre les années 2004 et 2011 [Shay and Benham, 2004, Pulford, 2011]. Toujours en 2011, la même équipe démontre la faisabilité d'une mise en phase de $N_F = 16$ fibres laser amplifiées au régime kW en laboratoire. Comme chaque fibre est équipée de sa propre électronique RF de contrôle, il n'y a pas décroissance de la fréquence de correction en fonction de N_F . Elle avoisine, en pratique, le kHz [Goodno and Rothenberg, 2013, Flores et al., 2013]. Une démonstration à 32 fibres a été faite [Wagner, 2012] et suggère qu'il est toujours possible d'augmenter ce nombre, tout en gardant une erreur résiduelle de mise en phase de l'ordre de $\lambda/40 - \lambda/70$ RMS, même dans des conditions d'environnement mécanique perturbé [Lombard et al., 2014]. Des méthodes complémentaires au schéma LOCSET permettant une réutilisation des fréquences de marquage ont aussi été proposées [Azarian et al., 2014, Ahn and Kong, 2015]. La portabilité au régime pulsé nanoseconde [Palese et al., 2012] puis femtoseconde ont été testées [Siiman et al., 2012], cependant dans un cadre différent de celui de la combinaison cohérente avec maillage de la pupille.

D.2 Modèle analytique du décalage de l'enveloppe de la combinaison cohérente causée par le tip/tilt résiduel des sous-pupilles

Pour mieux comprendre la variation de puissance observée dans la figure d'interférence du champ lointain en fonction de la variation du tip/tilt résiduel, nous proposons un modèle 1D didactique de la combinaison cohérente. Seul un tip résiduel est considéré (cf. pentes rouges en Figure D.1). Le modèle peut être étendu au cas 2D sans perte de généralité.

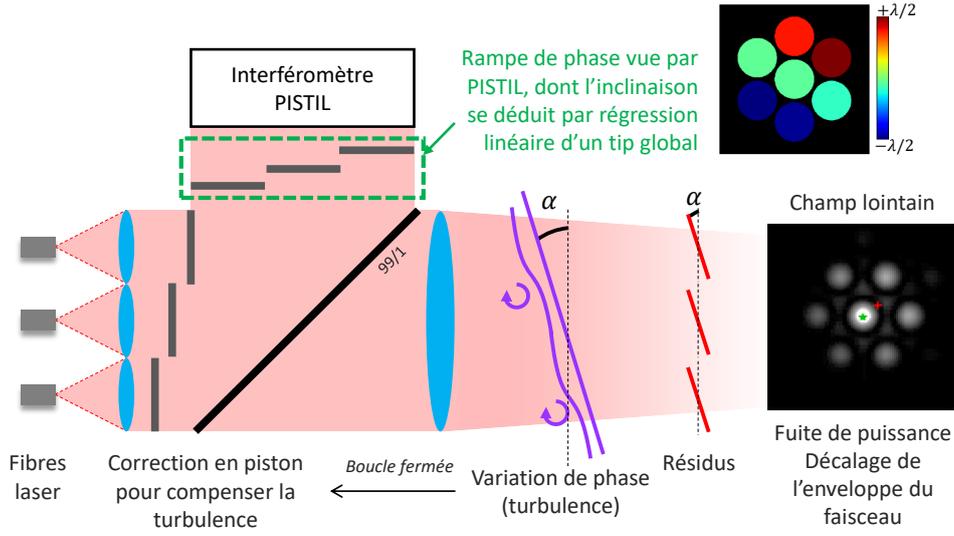


FIGURE D.1 – Schéma de la correction par piston du tip/tilt de la turbulence atmosphérique provoquant la fuite de puissance visible dans le champ lointain. La rampe de phase est aussi clairement visible par l’interféromètre PISTIL (données expérimentales montrées dans le schéma). Dans le champ lointain, le barycentre théorique de la figure d’interférence est l’étoile verte, tandis que la croix rouge représente son barycentre expérimental. Figure reprise du Chapitre 4 pour une lecture simplifiée.

Tout d’abord, nous considérons 3 faisceaux Gaussiens collimatés régulièrement disposés selon un réseau hexagonal à l’intérieur de la pupille laser de diamètre $3a$. L’ouverture globale est tronquée par la fonction de porte (ou indicatrice) que l’on peut écrire $\mathbb{1}(x/3a)$. Le faisceau Gaussien élémentaire est noté $G(x)$. Chaque faisceau est tronqué par sa lentille de collimation de diamètre $d \leq a$, de par la fonction porte $\mathbb{1}(x/d)$. L’amplitude du champ proche A_{NF} peut alors s’écrire :

$$A_{NF}(x') \propto \left\{ \left[G(x) \cdot \mathbb{1}\left(\frac{x}{d}\right) \right] * \text{Peigne}_a(x) \right\} (x') \cdot \mathbb{1}\left(\frac{x'}{3a}\right) \quad (\text{D.1})$$

avec $*$ la convolution et Peigne un peigne de Dirac 1D de pas a . Pour faciliter la lecture des équations, la fonction Gaussienne tronquée est dorénavant notée $G_T(x)$. Le motif de combinaison cohérente idéal résulte de la propagation du champ proche sur une longue distance. L’amplitude du champ lointain qui se forme, A_{FF} , peut s’écrire grâce à la transformée de Fourier de A_{NF} :

$$A_{FF}(f_x) \propto \left\{ \left[TF[G_T(v_x) \cdot \text{Peigne}_{1/a}(v_x)] * \text{sinc}(3av_x) \right] \right\} (f_x) \quad (\text{D.2})$$

Puisque la TF d’une Gaussienne est une Gaussienne, nous la noterons pour faciliter la lecture toujours, \widetilde{G}_T . La convolution peut être calculée pour faire ressortir une grille de pics élémentaires modulés par une enveloppe fixe (ne dépendant pas de la sommation du peigne) :

$$A_{FF}(f_x) \propto \sum_{k \in \mathbb{Z}} \widetilde{G}_T\left(\frac{k}{a}\right) \text{sinc}\left[3a\left(f_x - \frac{k}{a}\right)\right] \quad (\text{D.3})$$

D.2. MODÈLE ANALYTIQUE DU DÉCALAGE DE L'ENVELOPPE DE LA COMBINAISON COHÉRENTE CAUSÉE PAR LE TIP/TILT RÉSIDUEL DES SOUS-PUPILLES

Nous pouvons désormais décrire la figure d'interférence en calculant le module carré de cette amplitude. Mais avant de le faire, ajoutons la présence d'un tip résiduel de phase (petite rampe αx) sur chacun des faisceaux élémentaires, et nous réécrivons alors l'Eq. (D.1) :

$$A_{NF}(x') \propto \{[G_T(x) \cdot \exp(i2\pi \alpha x)] * \text{Peigne}_a(x)\}(x') \cdot \mathbb{1}\left(\frac{x'}{3a}\right) \quad (\text{D.4})$$

$$A_{FF}(f_x) \propto \sum_{k \in \mathbb{Z}} \widetilde{G}_T\left(\frac{k}{a} - \alpha\right) \text{sinc}\left[3a\left(f_x - \frac{k}{a}\right)\right] = \sum_{k \in \mathbb{Z}} U_k(f_x) \quad (\text{D.5})$$

Cette nouvelle écriture de l'amplitude du champ lointain prend en compte un décalage du terme d'enveloppe uniquement, sans décalage des termes issus de la convolution par le peigne. Par conséquent, une variation de α provoque un transfert d'amplitude le long de son axe, ce qui se remarque très rapidement au niveaux des pics bien sûr. Si l'on calcule cette fois l'intensité de la figure, il vient :

$$I_{FF}(f_x) \propto \sum_{k \in \mathbb{Z}} \widetilde{G}_T^2\left(\frac{k}{a} - \alpha\right) \text{sinc}^2\left[3a\left(f_x - \frac{k}{a}\right)\right] + \epsilon \quad (\text{D.6})$$

Cette expression de l'intensité fait bien ressortir les lobes de réseau de la combinaison cohérente. Le terme epsilon représente l'intensité 'de fond', diffuse dans toute la figure. Elle est issue de la multiplication de tous les termes croisés U_k , qui sont donc tous presque nuls. La variation du tip/tilt résiduel α sur tous les faisceaux provoquera bien une fuite de puissance du lobe central, ce que nous illustrons dans la Figure D.2, avec une simulation numérique de ce modèle 1D, soutenu par des données réelles. Le modèle est donc consistant. Notons qu'il peut être étendu au cas 2D sans perte de généralité.

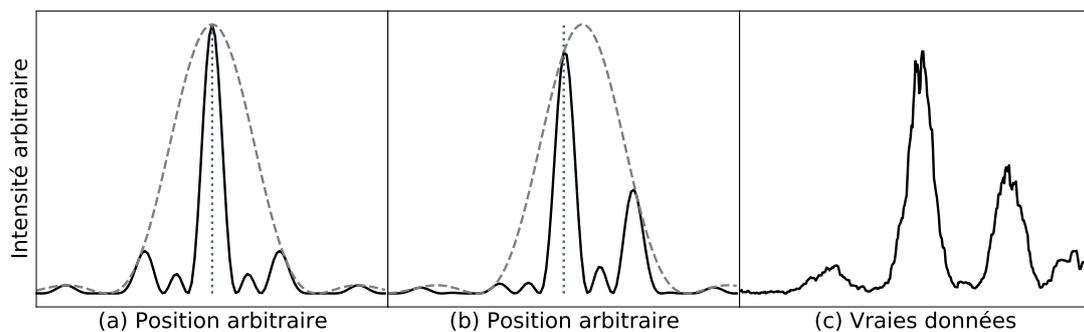


FIGURE D.2 – Simulation et données réelles soulignant le décalage de l'enveloppe de la figure d'interférence CBC. En (a) et (b), les simulations 1D des calculs présentés dans la section montre que la combinaison est parfaite quand il n'y a pas de tip (a), et que les pics restent verrouillés, mais que la distribution d'intensité change avec une variation de tip (b). En (c) des données réelles viennent soutenir le modèle. Figure reprise du Chapitre 4 pour une lecture simplifiée.

Bibliographie

- [Adamov et al., 2021] Adamov, E. V., Aksenov, V. P., Atuchin, V. V., Dudorov, V. V., Kolosov, V. V., and Levitsky, M. E. (2021). Laser beam shaping based on amplitude-phase control of a fiber laser array. *OSA Continuum*, 4(1) :182–192. [8](#)
- [Ahn and Kong, 2015] Ahn, H. K. and Kong, H. J. (2015). Cascaded multi-dithering theory for coherent beam combining of multiplexed beam elements. *Optics Express*, 23(9) :12407–12413. [193](#), [217](#)
- [Aksenov et al., 2020] Aksenov, V. P., Dudorov, V. V., Kolosov, V. V., and Levitsky, M. E. (2020). Synthesized vortex beams in the turbulent atmosphere. *Frontiers in Physics*, 8 :143. [8](#), [174](#)
- [Allen et al., 1992] Allen, L., Beijersbergen, M. W., Spreeuw, R., and Woerdman, J. (1992). Orbital angular momentum of light and the transformation of laguerre-gaussian laser modes. *Physical review A*, 45(11) :8185. [8](#)
- [Anderegg et al., 2006] Anderegg, J., Brosnan, S., Cheung, E., Epp, P., Hammons, D., Komine, H., Weber, M., and Wickham, M. (2006). Coherently coupled high-power fiber arrays. volume 6102 of *Proc.SPIE*. [197](#)
- [Antier, 2014] Antier, M. (2014). *Mesure interférométrique de phase et application à la combinaison cohérente d'un grand nombre de fibres amplificatrices*. PhD thesis, Université Paris Sud. [50](#), [61](#), [198](#)
- [Antier et al., 2014] Antier, M., Bourderionnet, J., Larat, C., Lallier, E., Lenormand, E., Primot, J., and Brignon, A. (2014). khz closed loop interferometric technique for coherent fiber beam combining. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 20(5) :182–187. [18](#), [146](#), [198](#)
- [Augst et al., 2004] Augst, S. J., Fan, T. Y., and Sanchez, A. (2004). Coherent beam combining and phase noise measurements of ytterbium fiber amplifiers. *Optics Letters*, 29(5) :474–476. [14](#), [168](#), [197](#)
- [Augst et al., 2007] Augst, S. J., Ranka, J. K., Fan, T. Y., and Sanchez, A. (2007). Beam combining of ytterbium fiber amplifiers (invited). *Journal of the Optical Society of America B*, 24(8) :1707–1715. [xiv](#), [13](#), [162](#), [168](#), [169](#)
- [Azarian, 2012] Azarian, A. (2012). *Combinaison cohérente de lasers à fibre : étude en régime impulsionnel et mise en phase d'un grand nombre d'émetteurs*. PhD thesis, Télécom ParisTech. [162](#), [169](#)
- [Azarian et al., 2014] Azarian, A., Bourdon, P., Lombard, L., Jaouën, Y., and Vasseur, O. (2014). Orthogonal coding methods for increasing the number of multiplexed channels in coherent beam combining. *Applied Optics*, 53(8) :1493–1502. [193](#), [217](#)
- [Badziak, 2012] Badziak, J. (2012). Laser nuclear fusion : current status, challenges and prospect. online. [1](#)

- [Bellanger, 2010] Bellanger, C. (2010). *Techniques collectives pour la recombinaison cohérente d'un grand nombre de fibres laser*. PhD thesis. Thèse de doctorat Physique Paris 11 2010. [4](#), [6](#), [11](#), [23](#), [56](#), [89](#), [199](#)
- [Bellanger et al., 2011] Bellanger, C., Brignon, A., Toulon, B., Primot, J., Bouamrane, F., Bouvet, T., Megtert, S., Quetel, L., and Allain, T. (2011). Design of a fiber-collimated array for beam combining. *Optical Engineering*, 50(2) :1–7. [11](#)
- [Bennaï, 2010] Bennaï, B. (2010). *Mise en phase de lasers à fibre : Etude de l'influence de la turbulence atmosphérique et de l'utilisation de fibres faiblement multimodes*. PhD thesis, Télécom ParisTech. [128](#), [200](#)
- [Boju et al., 2021] Boju, A., Maulion, G., Saucourt, J., Leval, J., Ledortz, J., Koudoro, A., Berthomier, J.-M., Naiim-Habib, M., Armand, P., Kermene, V., Desfarges-Berthelemot, A., and Barthelemy, A. (2021). Small footprint phase locking system for a large tiled aperture laser array. *Optics Express*, 29(8) :11445–11452. [196](#)
- [Born and Wolf, 1980] Born, M. and Wolf, E. (1980). *Principles of optics*. Pergamon Press, New York. [65](#)
- [Bourderionnet et al., 2011] Bourderionnet, J., Bellanger, C., Primot, J., and Brignon, A. (2011). Collective coherent phase combining of 64 fibers. *Opt. Express*, 19(18) :17053–17058. [199](#)
- [Bourdon, 2016] Bourdon, P. (2016). *Technologies laser pour applications militaires*. PhD thesis, ONERA - The French Aerospace Lab, Univ. Paris-Sud. [2](#)
- [Bourdon et al., 2021] Bourdon, P., Jacqmin, H., Augère, B., Durécu, A., Goular, D., Rouzé, B., Domel, R., Fleury, D., Planchat, C., and Lombard, L. (2021). Target-in-the-loop frequency-tagging coherent combining of 7 fiber lasers up to 1 km range. volume 11665 of *Proc.SPIE*. [115](#), [123](#), [188](#)
- [Bourdon et al., 2020] Bourdon, P., Jacqmin, H., Lombard, L., Augere, B., Durécu, A., Goular, D., Domel, R., Fleury, D., Planchat, C., Rouzé, B., Huet, T., Tanguy, B., Tan, B. S., Lam, J. W., and Lim, K. (2020). Target-in-the-loop coherent combining of 7 fiber lasers : first results. In *OPTRO 2020*, PARIS, France. [115](#), [188](#)
- [Bowman et al., 2013] Bowman, D. J., King, M. J., Sutton, A. J., Wuchenich, D. M., Ward, R. L., Malikides, E. A., McClelland, D. E., and Shaddock, D. A. (2013). Internally sensed optical phased array. *Optics Letters*, 38(7) :1137–1139. [198](#)
- [Canat et al., 2009] Canat, G., Lombard, L., Jolivet, V., and Vasseur, O. (2009). Etude du bruit de phase dans un amplificateur à fibre de forte puissance. *28ème Journées Nationales de l'Optique Guidée (Lille)*. [12](#)
- [Chanan et al., 1998] Chanan, G., Troy, M., Dekens, F., Michaels, S., Nelson, J., Mast, T., and Kirkman, D. (1998). Phasing the mirror segments of the keck telescopes : the broadbandphasing algorithm. *Applied Optics*, 37(1) :140–155. [26](#)
- [Chang et al., 2020] Chang, H., Chang, Q., Xi, J., Hou, T., Su, R., Ma, P., Wu, J., Li, C., Jiang, M., Ma, Y., and Zhou, P. (2020). First experimental demonstration of coherent beam combining of more than 100 beams. *Photonics Research*, 8(12) :1943–1948. [19](#)
- [Chang et al., 2010] Chang, W.-z., Wu, T.-w., Winful, H. G., and Galvanauskas, A. (2010). Array size scalability of passively coherently phased fiber laser arrays. *Optics Express*, 18(9) :9634–9642. [10](#)

- [Cheney and Kincaid, 2007] Cheney, E. and Kincaid, D. (2007). *Numerical Mathematics and Computing*. International student edition. Cengage Learning. 64
- [Cheung et al., 2008] Cheung, E. C., Ho, J. G., Goodno, G. D., Rice, R. R., Rothenberg, J., Thielen, P., Weber, M., and Wickham, M. (2008). Diffractive-optics-based beam combination of a phase-locked fiber laser array. *Optics Letters*, 33(4) :354–356. 10
- [Chosrowjan et al., 2013] Chosrowjan, H., Furuse, H., Fujita, M., Izawa, Y., Kawanaka, J., Miyanaga, N., Hamamoto, K., and Yamada, T. (2013). Interferometric phase shift compensation technique for high-power, tiled-aperture coherent beam combination. *Optics Letters*, 38(8) :1277–1279. 198
- [Clifford, 1971] Clifford, S. F. (1971). Temporal-frequency spectra for a spherical wave propagating through atmospheric turbulence. *Journal of the Optical Society of America*, 61(10) :1285–1292. 137
- [Conan et al., 1993] Conan, J. M., Madec, P. Y., and Rousset, G. (1993). Temporal Power Spectra of Turbulent Wavefronts. In Radick, R. R., editor, *Real Time and Post Facto Solar Image Correction*, page 6. 137
- [Conan et al., 1995] Conan, J.-M., Rousset, G., and Madec, P.-Y. (1995). Wave-front temporal spectra in high-resolution imaging through turbulence. *Journal of the Optical Society of America A*, 12(7) :1559–1570. 137
- [Daniault et al., 2011] Daniault, L., Hanna, M., Lombard, L., Zaouter, Y., Mottay, E., Goular, D., Bourdon, P., Druon, F., and Georges, P. (2011). Coherent beam combining of two femtosecond fiber chirped-pulse amplifiers. *Optics Letters*, 36(5) :621–623. 14
- [Daniault et al., 2012] Daniault, L., Hanna, M., Lombard, L., Zaouter, Y., Mottay, E., Goular, D., Bourdon, P., Druon, F., and Georges, P. (2012). Impact of spectral phase mismatch on femtosecond coherent beam combining systems. *Optics Letters*, 37(4) :650–652. 12
- [Danson et al., 2019] Danson, C. N., Haefner, C., Bromage, J., Butcher, T., Chanteloup, J.-C. F., Chowdhury, E. A., Galvanauskas, A., Gizzi, L. A., Hein, J., Hillier, D. I., Hopps, N. W., Kato, Y., Khazanov, E. A., Kodama, R., Korn, G., Li, R., Li, Y., Limpert, J., Ma, J., Nam, C. H., Neely, D., Papadopoulos, D., Penman, R. R., Qian, L., Rocca, J. J., Shaykin, A. A., Siders, C. W., Spindloe, C., Szatmári, S., Trines, R. M. G. M., Zhu, J., Zhu, P., and Zuegel, J. D. (2019). Petawatt and exawatt class lasers worldwide. *High Power Laser Science and Engineering*, 7 :e54. e54. 1
- [Davis and Tango, 1996] Davis, J. and Tango, W. J. (1996). Measurement of the atmospheric coherence time. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 108(723) :456–458. Full publication date : 1996 May. 119
- [Demoustier et al., 2008] Demoustier, S., Bellanger, C., Brignon, A., and Huignard, J. P. (2008). Coherent beam combining of 1.5 μm er/yb doped fiber amplifiers. *Fiber and Integrated Optics*, 27(5) :392–406. 197
- [Deprez, 2018] Deprez, M. (2018). *Moyen de métrologie pour la conception et l'évaluation de chaînes lasers hyper intenses utilisant la recombinaison cohérente de lasers élémentaires*. PhD thesis, ONERA - The French Aerospace Lab, Phasics, Univ. Paris-Sud. 24, 27, 28, 30, 36, 39, 50, 51, 56, 58, 59, 71, 74, 78, 83, 86, 94, 105, 144, 213
- [Deprez et al., 2016] Deprez, M., Bellanger, C., Lombard, L., Wattellier, B., and Primot, J. (2016). Piston and tilt interferometry for segmented wavefront sensing. *Optics Letters*, 41(6) :1078–1081. 27

- [Deprez et al., 2018] Deprez, M., Wattellier, B., Bellanger, C., Lombard, L., and Primot, J. (2018). Phase measurement of a segmented wave front using piston and tilt interferometry (pistil). *Opt. Express*, 26(5) :5212–5224. [28](#), [36](#)
- [Du et al., 2010] Du, W., Tan, L., Ma, J., and Jiang, Y. (2010). Temporal-frequency spectra for optical wave propagating through non-kolmogorov turbulence. *Optics Express*, 18(6) :5763–5775. [137](#)
- [Fan, 2005] Fan, T. Y. (2005). Laser beam combining for high-power, high-radiance sources. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 11(3) :567–577. [4](#), [10](#)
- [Faure et al., 2018] Faure, J., Gustas, D., Guénot, D., Vernier, A., Böhle, F., Ouillé, M., Haessler, S., Lopez-Martens, R., and Lifschitz, A. (2018). A review of recent progress on laser-plasma acceleration at kHz repetition rate. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 61(1) :014012. [1](#)
- [Flores et al., 2013] Flores, A., Pulford, B., Robin, C., Lu, C. A., and Shay, T. M. (2013). *Coherent Beam Combining of Fiber Amplifiers via*, chapter 2, pages 45–73. John Wiley & Sons, Ltd. [193](#), [217](#)
- [Fried, 1965] Fried, D. L. (1965). Statistics of a geometric representation of wavefront distortion. *Journal of the Optical Society of America*, 55(11) :1427–1435. [127](#)
- [Fsaifes et al., 2020] Fsaifes, I., Daniault, L., Bellanger, S., Veinhard, M., Bourderionnet, J., Larat, C., Lallier, E., Durand, E., Brignon, A., and Chanteloup, J.-C. (2020). Coherent beam combining of 61 femtosecond fiber amplifiers. *Optics Express*, 28(14) :20152–20161. [10](#), [19](#), [144](#), [145](#), [146](#), [147](#), [154](#), [155](#)
- [Fsaifes et al., 2019] Fsaifes, I., Daniault, L., Heilmann, A., Le Dortz, J., Bellanger, S., Bourderionnet, J., Larat, C., Lallier, E., Antier, M., Durand, E., Brignon, A., and Chanteloup, J.-C. (2019). Coherent Beam combining of 37 femtosecond fiber amplifiers. In *The European Conference on Lasers and Electro-Optics*, Munich, Germany. [144](#)
- [Gendron, 1995] Gendron, E. (1995). *Optimisation de la commande modale en optique adaptative : applications à l'astronomie*. PhD thesis, Université Denis Diderot - Paris VII. [67](#), [69](#), [210](#)
- [Geng et al., 2013] Geng, C., Luo, W., Tan, Y., Liu, H., Mu, J., and Li, X. (2013). Experimental demonstration of using divergence cost-function in spgd algorithm for coherent beam combining with tip/tilt control. *Optics Express*, 21(21) :25045–25055. [192](#)
- [Gerchberg and Saxton, 1972] Gerchberg, R. and Saxton, W. (1972). A practical algorithm for the determination of phase from image and diffraction plane pictures. *Optik*, 35(2) :237–246. [8](#)
- [Gladysz, 2016] Gladysz, S. (2016). Absolute and differential g-tilt in turbulence : theory and applications. volume 10002 of *Proc.SPIE*. [137](#), [138](#)
- [Gladysz et al., 2013] Gladysz, S., Stein, K., Sucher, E., and Sprung, D. (2013). Measuring non-kolmogorov turbulence. In *Remote Sensing of Clouds and the Atmosphere XVIII; and Optics in Atmospheric Propagation and Adaptive Systems XVI*, volume 8890, page 889013. International Society for Optics and Photonics. [137](#)
- [Goodno, 2014] Goodno, G. (2014). Coherently combined fiber lasers for directed energy. [2](#)
- [Goodno et al., 2010a] Goodno, G. D., McNaught, S. J., Rothenberg, J. E., McComb, T. S., Thielen, P. A., Wickham, M. G., and Weber, M. E. (2010a). Active phase and polarization locking of a 1.4 kw fiber amplifier. *Optics Letters*, 35(10) :1542–1544. [197](#)

- [Goodno and Rothenberg, 2013] Goodno, G. D. and Rothenberg, J. E. (2013). *Engineering of Coherently Combined, High-Power Laser Systems*, chapter 1, pages 1–44. John Wiley & Sons, Ltd. [192](#), [193](#), [217](#)
- [Goodno et al., 2010b] Goodno, G. D., Shih, C.-C., and Rothenberg, J. E. (2010b). Perturbative analysis of coherent combining efficiency with mismatched lasers. *Optics Express*, 18(24) :25403–25414. [11](#), [23](#), [123](#)
- [Gros, 2018] Gros, P. (2018). Les armes laser : vers une entrée timide dans l'arène du combat naval à l'orée de la prochaine décennie. *Fondation pour la Recherche Stratégique - Défense et Industrie*, 12. [2](#)
- [Grot, 2006] Grot, S. (2006). *Montée en puissance de lasers et d'amplificateurs à fibres dopées Ytterbium en régime continu et d'impulsions*. PhD thesis, Université de Rennes I. [12](#)
- [Haefner et al., 2017] Haefner, C. L., Bayramian, A., Betts, S., Bopp, R., Buck, S., Cupal, J., Drouin, M., Erlandson, A., Horáček, J., Horner, J., Jarboe, J., Kasl, K., Kim, D., Koh, E., Koubíková, L., Maranville, W., Marshall, C., Mason, D., Menapace, J., Miller, P., Mazurek, P., Naylor, A., Novák, J., Peceli, D., Rosso, P., Schaffers, K., Sistrunk, E., Smith, D., Spinka, T., Stanley, J., Steele, R., Stolz, C., Suratwala, T., Telford, S., Thoma, J., VanBlarcom, D., Weiss, J., and Wegner, P. (2017). High average power, diode pumped petawatt laser systems : a new generation of lasers enabling precision science and commercial applications. volume 10241 of *Proc.SPIE*. [2](#)
- [Hanna et al., 2016] Hanna, M., Guichard, F., Zaouter, Y., Papadopoulos, D. N., Druon, F., and Georges, P. (2016). Coherent combination of ultrafast fiber amplifiers. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, 49(6) :062004. [4](#)
- [Hariharan et al., 1987] Hariharan, P., Oreb, B. F., and Eiju, T. (1987). Digital phase-shifting interferometry : a simple error-compensating phase calculation algorithm. *Applied Optics*, 26(13) :2504–2506. [84](#)
- [Heilmann, 2018] Heilmann, A. (2018). *Highly scalable femtosecond coherent beam combining system of high power fiber amplifiers*. Theses, Université Paris Saclay (COMUE). [6](#), [11](#), [12](#), [24](#), [28](#), [52](#), [144](#), [145](#), [154](#), [156](#), [161](#), [181](#)
- [Heilmann et al., 2018] Heilmann, A., Le Dortz, J., Daniault, L., Fsaifes, I., Bellanger, S., Bourderionnet, J., Larat, C., Lallier, E., Antier, M., Durand, E., Simon-Boisson, C., Brignon, A., and Chanteloup, J.-C. (2018). Coherent beam combining of seven fiber chirped-pulse amplifiers using an interferometric phase measurement. *Optics Express*, 26(24) :31542–31553. [19](#), [22](#), [145](#)
- [Helmbrecht et al., 2016] Helmbrecht, M. A., He, M., Kempf, C. J., and Marchis, F. (2016). Long-term stability and temperature variability of iris ao segmented mems deformable mirrors. volume 9909 of *Proc.SPIE*. [82](#)
- [Hora et al., 2018] Hora, H., Eliezer, S., Miley, G. H., Wang, J., Xu, Y., and Nissim, N. (2018). Extreme laser pulses for non-thermal fusion ignition of hydrogen–boron for clean and low-cost energy. *Laser and Particle Beams*, 36(3) :335–340. [1](#)
- [Hou et al., 2019] Hou, T., An, Y., Chang, Q., Ma, P., Li, J., Zhi, D., Huang, L., Su, R., Wu, J., Ma, Y., and Zhou, P. (2019). Deep-learning-based phase control method for tiled aperture coherent beam combining systems. *High Power Laser Science and Engineering*, 7 :e59. e59. [20](#), [194](#)

- [Hou et al., 2020] Hou, T., Chang, Q., Chang, H., Liu, W., Ma, P., Su, R., Ma, Y., and Zhou, P. (2020). Structuring orbital angular momentum beams by coherent laser array systems with tip-tilt optimization. *Results in Physics*, 19 :103602. [15](#), [179](#)
- [Houairi and Cassaing, 2009] Houairi, K. and Cassaing, E. (2009). Two-wavelength interferometry : extended range and accurate optical path difference analytical estimator. *J. Opt. Soc. Am. A*, 26(12) :2503–2511. [74](#)
- [Hu et al., 2015] Hu, Q.-q., Huang, Z.-m., Tang, X., Luo, Y.-q., and Zhang, D.-y. (2015). Simulation of phase noise for coherent beam combination. volume 9255 of *Proc.SPIE*. [167](#)
- [Hussein et al., 2019] Hussein, A. E., Senabulya, N., Ma, Y., Streeter, M. J. V., Kettle, B., Dann, S. J. D., Albert, F., Bourgeois, N., Cipiccia, S., Cole, J. M., Finlay, O., Gerstmayr, E., González, I. G., Higginbotham, A., Jaroszynski, D. A., Falk, K., Krushelnick, K., Lemos, N., Lopes, N. C., Lumsdon, C., Lundh, O., Mangles, S. P. D., Najmudin, Z., Rajeev, P. P., Schlepütz, C. M., Shahzad, M., Smid, M., Spesyvtsev, R., Symes, D. R., Vieux, G., Willingale, L., Wood, J. C., Shahani, A. J., and Thomas, A. G. R. (2019). Laser-wakefield accelerators for high-resolution x-ray imaging of complex microstructures. *Scientific Reports*, 9(1) :3249. [1](#)
- [Hyde et al., 2014] Hyde, M. W., Wyman, J. E., and Tyler, G. A. (2014). Rigorous investigation of the array-tilt aberration for hexagonal, optical phased arrays. *Applied Optics*, 53(11) :2416–2424. [132](#)
- [Jabczyński et al., 2021] Jabczyński, J. K., Gontar, P., Gorajek, Ł., and Żendzian, W. (2021). Simplified sensitivity analysis of coherent beam combining in a tiled aperture architecture. *Applied Optics*, 60(17) :5012–5019. [6](#)
- [Jabczyński and Gontar, 2020] Jabczyński, J. K. and Gontar, P. (2020). Impact of atmospheric turbulence on coherent beam combining for laser weapon systems. *Defence Technology*. [130](#)
- [Jacqmin, 2016] Jacqmin, H. (2016). *Coherent combining of few-cycle pulses for the next generation of Terawatt-class laser sources devoted to attosecond physics*. Theses, Université Paris Saclay (COMUE). [52](#)
- [Jiang et al., 2017] Jiang, M., Su, R., Zhang, Z., Ma, Y., Wang, X., and Zhou, P. (2017). Coherent beam combining of fiber lasers using a cdma-based single-frequency dithering technique. *Applied Optics*, 56(15) :4255–4260. [194](#)
- [Jiang et al., 2018] Jiang, M., Su, R., Zhang, Z., Ma, Y., Wang, X., and Zhou, P. (2018). Efficient coherent beam combining of fiber lasers based on joint multiple access. *Laser Physics*, 28(11) :115103. [194](#)
- [Jones et al., 2007] Jones, D. C., Stacey, C. D., and Scott, A. M. (2007). Phase stabilization of a large-mode-area ytterbium-doped fiber amplifier. *Optics Letters*, 32(5) :466–468. [xiv](#), [171](#), [172](#)
- [Jones et al., 2010] Jones, D. C., Turner, A. J., Scott, A. M., Stone, S. M., Clark, R. G., Stace, C., and Stacey, C. D. (2010). A multi-channel phase locked fibre bundle laser. volume 7580 of *Proc.SPIE*. [2](#)
- [Kabeya, 2016] Kabeya, D. (2016). *Montée en brillance des réseaux de lasers à fibre : Nouvelle approche par diagnostic à contraste de phase dans une boucle d'optimisation*. PhD thesis, Université de Limoges. [195](#)

- [Kabeya et al., 2015] Kabeya, D., Kermene, V., Fabert, M., Benoist, J., Desfarges-Berthelemot, A., and Barthelemy, A. (2015). Active coherent combining of laser beam arrays by means of phase-intensity mapping in an optimization loop. *Optics Express*, 23(24) :31059–31068. [195](#)
- [Kabeya et al., 2017] Kabeya, D., Kermène, V., Fabert, M., Benoist, J., Saucourt, J., Desfarges-Berthelemot, A., and Barthélémy, A. (2017). Efficient phase-locking of 37 fiber amplifiers by phase-intensity mapping in an optimization loop. *Optics Express*, 25(12) :13816–13821. [25](#), [195](#)
- [Kalensky et al., 2021] Kalensky, M., Jumper, E., Gordeyev, S., Archibald, A., and Kemnetz, M. R. (2021). *Experimental Investigation of Atmospheric Induced Beam Jitter*. AIAA SciTech Forum. American Institute of Aeronautics and Astronautics. 0. [137](#)
- [Kolmogorov, 1941] Kolmogorov, A. N. (1941). The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large reynolds numbers. *Cr Acad. Sci. URSS*, 30 :301–305. [126](#)
- [Lachinova and Vorontsov, 2008] Lachinova, S. L. and Vorontsov, M. A. (2008). Laser beam projection with adaptive array of fiber collimators. ii. analysis of atmospheric compensation efficiency. *Journal of the Optical Society of America A*, 25(8) :1960–1973. [20](#), [130](#)
- [Lachinova and Vorontsov, 2013] Lachinova, S. L. and Vorontsov, M. A. (2013). Exotic laser beam engineering with coherent fiber-array systems. *Journal of Optics*, 15(10) :105501. [8](#)
- [Le Dortz, 2018] Le Dortz, J. (2018). *Mise en phase active de fibres laser en régime femtoseconde par méthode interférométrique*. PhD thesis, Université Paris-Saclay. [6](#), [11](#), [146](#), [198](#)
- [Le Dortz et al., 2017] Le Dortz, J., Heilmann, A., Antier, M., Bourderionnet, J., Larat, C., Fsaifes, I., Daniault, L., Bellanger, S., Simon Boisson, C., Chanteloup, J.-C., Lallier, E., and Brignon, A. (2017). Highly scalable femtosecond coherent beam combining demonstrated with 19 fibers. *Optics Letters*, 42(10) :1887–1890. [18](#), [146](#), [198](#)
- [Leboulleux, 2018] Leboulleux, L. (2018). *Contrôle de front d'onde optimal pour l'imagerie à très haut contraste : application au cophasage de miroirs segmentés*. PhD thesis, Aix-Marseille Université, Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, ONERA - The French Aerospace Lab, Space telescope science institute. [65](#)
- [Leger, 2020] Leger, J. R. (2020). A novel design for beamforming the breakthrough starshot laser array. volume 11486 of *Proc.SPIE*. [1](#)
- [Lemons et al., 2021] Lemons, R., Liu, W., Frisch, J. C., Fry, A., Robinson, J., Smith, S. R., and Carbajo, S. (2021). Integrated structured light architectures. *Scientific Reports*, 11(1) :796. [8](#)
- [Leshchenko, 2015] Leshchenko, V. E. (2015). Coherent combining efficiency in tiled and filled aperture approaches. *Optics Express*, 23(12) :15944–15970. [6](#)
- [Li et al., 2017] Li, F., Geng, C., Huang, G., Yang, Y., Li, X., and Qiu, Q. (2017). Experimental demonstration of coherent combining with tip/tilt control based on adaptive space-to-fiber laser beam coupling. *IEEE Photonics Journal*, 9(2) :1–12. [192](#)
- [Li et al., 2019] Li, X., Cao, J., Ding, Z., and Ji, X. (2019). Influence of fill factors on the thermal blooming of array laser beams in the air. *Optik*, 182 :314–323. [181](#)

- [Liotard et al., 2005] Liotard, A., Muratet, S., Zamkotsian, F., and Fourniols, J.-Y. (2005). Static and dynamic microdeformable mirror characterization by phase-shifting and time-averaged interferometry. volume 5716 of *Proc.SPIE*. [84](#)
- [Liu et al., 2007] Liu, L., Vorontsov, M. A., Polnau, E., Weyrauch, T., and Beresnev, L. A. (2007). Adaptive phase-locked fiber array with wavefront phase tip-tilt compensation using piezoelectric fiber positioners. volume 6708 of *Proc.SPIE*. [192](#)
- [Liu et al., 2017] Liu, Z., Ma, P., Su, R., Tao, R., Ma, Y., Wang, X., and Zhou, P. (2017). High-power coherent beam polarization combination of fiber lasers : progress and prospect [invited]. *Journal of the Optical Society of America B*, 34(3) :A7–A14. [19](#), [22](#)
- [Lofdahl and Eriksson, 2001] Lofdahl, M. G. and Eriksson, H. (2001). Algorithm for resolving 2pi ambiguities in interferometric measurements by use of multiple wavelengths. *Optical Engineering*, 40(6) :984 – 990. [74](#)
- [Lombard et al., 2015] Lombard, L., Bellanger, C., Canat, G., Mugnier, L., Cassaing, F., Michau, V., Bourdon, P., and Primot, J. (2015). Collective synchronization and phase locking of fs fiber amplifiers : Requirements and potential solutions. *The European Physical Journal Special Topics*, 224(13) :2557–2566. [125](#), [167](#), [171](#)
- [Lombard et al., 2014] Lombard, L., Canat, G., Durecu, A., and Bourdon, P. (2014). Coherent beam combining performance in harsh environment. volume 8961 of *Proc.SPIE*. [117](#), [167](#), [171](#), [193](#), [217](#)
- [Lombard et al., 2013] Lombard, L., Gouët, J. L., Bourdon, P., and Canat, G. (2013). *Coherent Beam Combining of Pulsed Fiber Amplifiers in the Long-Pulse Regime (Nano- to Microseconds)*, chapter 8, pages 231–276. John Wiley & Sons, Ltd. [119](#)
- [Lombard et al., 2021] Lombard, L., Rouzé, B., Jacqmin, H., Liméry, A., Durécu, A., and Bourdon, P. (2021). Beam pointing estimation in target-in-the-loop coherent beam combination through 300m atmospheric turbulence. In *2021 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC)*, pages 1–1. [115](#), [141](#), [189](#)
- [Ludewigt et al., 2019] Ludewigt, K., Liem, A., Stuhr, U., and Jung, M. (2019). High-power laser development for laser weapons. volume 11162 of *Proc.SPIE*. [2](#)
- [Ma et al., 2011] Ma, Y., Wang, X., Leng, J., Xiao, H., Dong, X., Zhu, J., Du, W., Zhou, P., Xu, X., Si, L., Liu, Z., and Zhao, Y. (2011). Coherent beam combination of 1.08 kw fiber amplifier array using single frequency dithering technique. *Optics Letters*, 36(6) :951–953. [193](#)
- [Ma et al., 2013] Ma, Y., Zhou, P., Tao, R., Si, L., and Liu, Z. (2013). Target-in-the-loop coherent beam combination of 100W level fiber laser array based on an extended target with a scattering surface. *Optics Letters*, 38(7) :1019–1021. [200](#)
- [Ma et al., 2010] Ma, Y., Zhou, P., Wang, X., Ma, H., Xu, X., Si, L., Liu, Z., and Zhao, Y. (2010). Coherent beam combination with single frequency dithering technique. *Optics Letters*, 35(9) :1308–1310. [193](#)
- [Malacara et al., 1998] Malacara, D., Malacara, Z., and Servín, M. (1998). *Interferogram Analysis For Optical Testing*. Marcel Dekker, New York. [84](#)
- [Moll, 2009] Moll, F. (2009). Conception and development of an adaptive optics testbed for free-space optical communication. [137](#), [138](#)

- [Monin and Obukhov, 1957] Monin, A. S. and Obukhov, A. M. (1957). Basic regularity in turbulent mixing in the surface layer of the atmosphere. [127](#)
- [Mourou et al., 2013] Mourou, G., Brocklesby, B., Tajima, T., and Limpert, J. (2013). The future is fibre accelerators. *Nature Photonics*, 7(4) :258–261. [1](#), [13](#), [18](#)
- [Müller et al., 2019] Müller, C. R., Sedlmeir, F., Martynov, V. O., Marquardt, C., Andrianov, A. V., and Leuchs, G. (2019). The standard quantum limit of coherent beam combining. *New Journal of Physics*, 21(9) :093047. [1](#)
- [Müller et al., 2018] Müller, M., Klenke, A., Steinkopff, A., Stark, H., Tünnermann, A., and Limpert, J. (2018). 3.5 kw coherently combined ultrafast fiber laser. *Optics Letters*, 43(24) :6037–6040. [10](#)
- [Murphy and Spencer, 2018] Murphy, C. E. and Spencer, M. F. (2018). Investigation of turbulence thermal blooming interaction using the split-step beam propagation method. volume 10772 of *Proc.SPIE*. [181](#)
- [Nabors, 1994] Nabors, C. D. (1994). Effects of phase errors on coherent emitter arrays. *Applied Optics*, 33(12) :2284–2289. [123](#)
- [Noll, 1976] Noll, R. J. (1976). Zernike polynomials and atmospheric turbulence*. *Journal of the Optical Society of America*, 66(3) :207–211. [132](#)
- [Padgett and Bowman, 2011] Padgett, M. and Bowman, R. (2011). Tweezers with a twist. *Nature Photonics*, 5(6) :343–348. [179](#)
- [Palese et al., 2012] Palese, S., Cheung, E., Goodno, G., Shih, C.-C., Di Teodoro, F., McComb, T., and Weber, M. (2012). Coherent combining of pulsed fiber amplifiers in the nonlinear chirp regime with intra-pulse phase control. *Optics Express*, 20(7) :7422–7435. [193](#), [217](#)
- [Pannetier and Hénault, 2020] Pannetier, C. and Hénault, F. (2020). Shack–hartmann versus reverse hartmann wavefront sensors : experimental results. *Optics Letters*, 45(7) :1746–1749. [26](#)
- [Penrose, 1955] Penrose, R. (1955). A generalized inverse for matrices. *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 51(3) :406–413. [63](#)
- [Petit et al., 2016] Petit, C., Védrenne, N., Velluet, M.-T., Michau, V., Artaud, G., Samain, E., and Toyoshima, M. (2016). Investigation of adaptive optics performance through propagation channel characterization with the Small Optical TrAnsponder SOTA. *Optical Engineering*, 55(11) :111611. [137](#)
- [Platt and Shack, 2001] Platt, B. C. and Shack, R. (2001). History and principles of shack-hartmann wavefront sensing. *Journal of Refractive Surgery*, 17(5) :S573–S577. [26](#)
- [Polhemus, 1973] Polhemus, C. (1973). Two-wavelength interferometry. *Appl. Opt.*, 12(9) :2071–2074. [74](#)
- [Prevost et al., 2017] Prevost, F., Lombard, L., Primot, J., Ramirez, L. P., Bigot, L., Bouwmans, G., and Hanna, M. (2017). Coherent beam combining of a narrow-linewidth long-pulse Er^{3+} -doped multicore fiber amplifier. *Opt. Express*, 25(9) :9528–9534. [199](#)
- [Primot, 2003] Primot, J. (2003). Theoretical description of shack–hartmann wave-front sensor. *Optics Communications*, 222(1) :81–92. [26](#)
- [Pulford, 2011] Pulford, B. (2011). *LOCSET phase locking : operation, diagnostics, and applications*. PhD thesis, The University of New Mexico. [193](#), [217](#)

- [Ramirez et al., 2015] Ramirez, L. P., Hanna, M., Bouwmans, G., El Hamzaoui, H., Bouazaoui, M., Labat, D., Delplace, K., Pouysegur, J., Guichard, F., Rigaud, P., Kermène, V., Desfarges-Berthelemot, A., Barthélémy, A., Prévost, F., Lombard, L., Zaouter, Y., Druon, F., and Georges, P. (2015). Coherent beam combining with an ultrafast multicore yb-doped fiber amplifier. *Optics Express*, 23(5) :5406–5416. [192](#)
- [Richardson, 1922] Richardson, L. F. (1922). *Weather prediction by numerical process*. Cambridge university press. [126](#)
- [Roberts, 2016] Roberts, L. E. (2016). *Internally Sensed Optical Phased Arrays*. PhD thesis, Australian National University. [198](#)
- [Roberts et al., 2016] Roberts, L. E., Ward, R. L., Francis, S. P., Sibley, P. G., Fleddermann, R., Sutton, A. J., Smith, C., McClelland, D. E., and Shaddock, D. A. (2016). High power compatible internally sensed optical phased array. *Optics Express*, 24(12) :13467–13479. [198](#)
- [Roberts et al., 2014] Roberts, L. E., Ward, R. L., Sutton, A. J., Fleddermann, R., de Vine, G., Malikides, E. A., Wuchenich, D. M. R., McClelland, D. E., and Shaddock, D. A. (2014). Coherent beam combining using a 2d internally sensed optical phased array. *Applied Optics*, 53(22) :4881–4885. [198](#)
- [Rouzé et al., 2020a] Rouzé, B., Bellanger, C., Lanzoni, P., Zamkotsian, F., and Primot, J. (2020a). Segmented wavefront metrology using multicolor pistil interferometry. volume 11352 of *Proc.SPIE*. [74](#), [81](#), [188](#)
- [Rouzé et al., 2020b] Rouzé, B., Primot, J., Lanzoni, P., Zamkotsian, F., Tache, F., and Bellanger, C. (2020b). High-dynamic range segmented mirror metrology by two-wavelength pistil interferometry : demonstration and performance. *Optics Express*, 28(22) :32415–32425. [81](#), [84](#), [109](#), [110](#), [113](#), [188](#)
- [Rouzé et al., 2021a] Rouzé, B., Bellanger, S., Fsaifes, I., Bellanger, C., Veinhard, M., Chanteloup, J.-C., and Primot, J. (2021a). Pistil interferometry diagnosis on a 61 channels coherent beam combining digital laser. In *2021 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC)*, 2021 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC), pages 1–1. [143](#), [188](#)
- [Rouzé et al., 2021b] Rouzé, B., Giakoumakis, G., Stolidi, A., Jaeck, J., Bellanger, C., and Primot, J. (2021b). Extracting more than two orthogonal derivatives from a shack-hartmann wavefront sensor. *Optics Express*, 29(4) :5193–5204. [26](#), [188](#)
- [Rouzé et al., 2021c] Rouzé, B., Lombard, L., Jacqmin, H., Liméry, A., Durécu, A., and Bourdon, P. (2021c). Coherent beam combination of seven 1.5 μm fiber amplifiers through up to 1 km atmospheric turbulence : near- and far-field experimental analysis. *Applied Optics*, 60(27) :8524–8533. [115](#), [141](#), [188](#)
- [Rouzé et al., 2021d] Rouzé, B., Primot, J., Zamkotsian, F., Lanzoni, P., and Bellanger, C. (2021d). Pistil interferometry : a modular, plug-and-play metrology mean for diagnosis of coherently combined laser arrays. volume 11665 of *Proc.SPIE*. [91](#), [112](#), [148](#), [188](#)
- [Rubiola, 2008] Rubiola, E. (2008). Phase noise, oscillators, etc. [167](#)
- [Saleh and Teich, 2007] Saleh, B. and Teich, M. (2007). *Fundamentals of Photonics*. Wiley Series in Pure and Applied Optics. Wiley. [203](#), [208](#)

- [Saucourt, 2019] Saucourt, J. (2019). *Nouveau procédé dynamique d'analyse et de contrôle du front d'onde synthétique de réseaux de lasers*. PhD thesis, Université de Limoges. [25](#), [26](#), [195](#)
- [Saucourt et al., 2019] Saucourt, J., Armand, P., Kermène, V., Desfarges-Berthelemot, A., and Barthélémy, A. (2019). Random scattering and alternating projection optimization for active phase control of a laser beam array. *IEEE Photonics Journal*, 11(4) :1–9. [8](#), [25](#), [195](#)
- [Shaddock, 2007] Shaddock, D. A. (2007). Digitally enhanced heterodyne interferometry. *Optics Letters*, 32(22) :3355–3357. [197](#)
- [Shay and Benham, 2004] Shay, T. M. and Benham, V. (2004). First experimental demonstration of phase locking of optical fiber arrays by rf phase modulation. volume 5550 of *Proc.SPIE*. [193](#), [217](#)
- [Shekel et al., 2020] Shekel, E., Vidne, Y., and Urbach, B. (2020). 16kw single mode cw laser with dynamic beam for material processing. volume 11260 of *Proc.SPIE*. [2](#), [8](#)
- [Siegenthaler, 2008] Siegenthaler, J. (2008). *Guidelines for adaptive-optic correction based on aperture filtration*. PhD thesis, University of Notre Dame. [137](#)
- [Siiman et al., 2012] Siiman, L. A., Chang, W.-z., Zhou, T., and Galvanauskas, A. (2012). Coherent femtosecond pulse combining of multiple parallel chirped pulse fiber amplifiers. *Optics Express*, 20(16) :18097–18116. [193](#), [217](#)
- [Song et al., 2020] Song, J., Li, Y., Che, D., Guo, J., and Wang, T. (2020). Coherent beam combining based on the spgd algorithm with a momentum term. *Optik*, 202 :163650. [20](#)
- [Soulard et al., 2014] Soulard, R., Quinn, M. N., Tajima, T., and Mourou, G. (2014). Ican : A novel laser architecture for space debris removal. *Acta Astronautica*, 105(1) :192–200. [1](#), [18](#)
- [Spencer and Brennan, 2017] Spencer, M. F. and Brennan, T. J. (2017). Compensation in the presence of deep turbulence using tiled-aperture architectures. volume 10194 of *Proc.SPIE*. [132](#)
- [Spencer and Hyde IV, 2013] Spencer, M. F. and Hyde IV, M. W. (2013). Phased beam projection from tiled apertures in the presence of turbulence and thermal blooming. volume 8877 of *Proc.SPIE*. [181](#)
- [Spencer et al., 2014] Spencer, M. F., Thornton, D. E., Hyde, M. W., and Bos, J. (2014). Piston phase compensation of tiled apertures in the presence of turbulence and thermal blooming. In *2014 IEEE Aerospace Conference*, 2014 IEEE Aerospace Conference, pages 1–20. [128](#), [130](#), [132](#)
- [Srinivasan et al., 2018] Srinivasan, P., Krogen, P., Meinhold, P., Hettle, W., Ou, O., Lubin, P. M., Blasey, N., and Hughes, G. B. (2018). Beamed-energy propulsion : optical phase noise in 1064nm fiber amplifiers. volume 10743 of *Proc.SPIE*. [162](#), [169](#)
- [Tajima et al., 2013] Tajima, T., Brocklesby, W., and Mourou, G. (2013). Ican : The next laser powerhouse. *Optics and Photonics News*, 24(5) :36–43. [18](#)
- [Takeda et al., 1982] Takeda, M., Ina, H., and Kobayashi, S. (1982). Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry. *Journal of the Optical Society of America*, 72(1) :156–160. [56](#)

- [Talmi and Ribak, 2004] Talmi, A. and Ribak, E. N. (2004). Direct demodulation of hartmann–shack patterns. *Journal of the Optical Society of America A*, 21(4) :632–639. [26](#)
- [Tao et al., 2011] Tao, R., Ma, Y., Si, L., Dong, X., Zhou, P., and Liu, Z. (2011). Target-in-the-loop high-power adaptive phase-locked fiber laser array using single-frequency dithering technique. *Applied Physics B*, 105(2) :285. [193](#), [201](#)
- [Tatarskii and Gertsenshtein, 1963] Tatarskii, V. and Gertsenshtein, M. (1963). Propagation of waves in a medium with strong fluctuation of the refractive index. *Soviet Phys. JETP*, 17(2) :458–463. [127](#)
- [Toulon, 2009a] Toulon, B. (2009a). *La mesure d'amplitudes complexes par interférométrie à décalage multi-latéral*. Theses, Université Paris Sud - Paris XI. [56](#), [89](#), [199](#)
- [Toulon, 2009b] Toulon, B. (2009b). *Measurement of complex amplitudes by multi-lateral shearing interferometer*. Theses, Université Paris Sud - Paris XI. [74](#)
- [Tünnermann et al., 2011] Tünnermann, H., Pöld, J. H., Neumann, J., Kracht, D., Willke, B., and Weßels, P. (2011). Beam quality and noise properties of coherently combined ytterbium doped single frequency fiber amplifiers. *Optics Express*, 19(20) :19600–19606. [14](#)
- [Tünnermann and Shirakawa, 2021] Tünnermann, H. and Shirakawa, A. (2021). Deep reinforcement learning for tiled aperture beam combining in a simulated environment. *Journal of Physics : Photonics*, 3(1) :015004. [194](#)
- [Tyson, 1991] Tyson, R. K. (1991). *Chapter 2 - Sources of Aberrations*, pages 25–52. Academic Press. [132](#)
- [Tyson et al., 2008] Tyson, R. K., Scipioni, M., and Viegas, J. (2008). Generation of an optical vortex with a segmented deformable mirror. *Applied Optics*, 47(33) :6300–6306. [75](#)
- [Vasilyev, 2013] Vasilyev, A. (2013). *The Optoelectronic Swept-Frequency Laser and Its Applications in Ranging, Three-Dimensional Imaging, and Coherent Beam Combining of Chirped-Seed Amplifiers*. PhD thesis, California Institute of Technology. [24](#)
- [Veinhard et al., 2021] Veinhard, M., Bellanger, S., Daniault, L., Fsaifes, I., Bourderionnet, J., Larat, C., Lallier, E., Brignon, A., and Chanteloup, J.-C. (2021). Orbital angular momentum beams generation from 61 channels coherent beam combining femtosecond digital laser. *Optics Letters*, 46(1) :25–28. [8](#), [16](#), [19](#), [144](#), [177](#)
- [Velghe, 2007] Velghe, S. (2007). *Les nouvelles dimensions de l'interférométrie à décalage quadri-latéral : l'infrarouge et les surfaces morcelées*. PhD thesis, ONERA - The French Aerospace Lab, Univ. Paris XI. [27](#), [51](#), [56](#), [58](#), [59](#)
- [von Kármán, 1948] von Kármán, T. (1948). Progress in the statistical theory of turbulence. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 34(11) :530–539. [127](#)
- [Vorontsov et al., 2016] Vorontsov, M., Filimonov, G., Ovchinnikov, V., Polnau, E., Lachinova, S., Weyrauch, T., and Mangano, J. (2016). Comparative efficiency analysis of fiber-array and conventional beam director systems in volume turbulence. *Applied Optics*, 55(15) :4170–4185. [20](#)
- [Vorontsov et al., 2012] Vorontsov, M., Weyrauch, T., Lachinova, S., Gatz, M., and Carhart, G. (2012). Speckle-metric-optimization-based adaptive optics for laser beam projection and coherent beam combining. *Optics Letters*, 37(14) :2802–2804. [192](#)

- [Vorontsov and Lachinova, 2008] Vorontsov, M. A. and Lachinova, S. L. (2008). Laser beam projection with adaptive array of fiber collimators. i. basic considerations for analysis. *Journal of the Optical Society of America A*, 25(8) :1949–1959. [4](#)
- [Vorontsov and Sivokon, 1998] Vorontsov, M. A. and Sivokon, V. P. (1998). Stochastic parallel-gradient-descent technique for high-resolution wave-front phase-distortion correction. *Journal of the Optical Society of America A*, 15(10) :2745–2758. [147](#), [192](#)
- [Wagner, 2012] Wagner, T. J. (2012). Fiber laser beam combining and power scaling progress : Air force research laboratory laser division. volume 8237 of *Proc.SPIE*. [193](#), [217](#)
- [Wang et al., 2021] Wang, D., Du, Q., Zhou, T., Li, D., and Wilcox, R. (2021). Stabilization of the 81-channel coherent beam combination using machine learning. *Optics Express*, 29(4) :5694–5709. [194](#)
- [Wang et al., 2019a] Wang, H., He, B., Yang, Y., Zhou, J., Zhang, X., Liang, Y., Sun, Z., Song, Y.-L., Wang, Y., and Zhang, Z. (2019a). Beam quality improvement of coherent beam combining by gradient power distribution hexagonal tiled-aperture large laser array. *Optical Engineering*, 58(6) :1–6. [54](#)
- [Wang et al., 2019b] Wang, H., He, B., Yang, Y., Zhou, J., Zhang, X., Liang, Y., Sun, Z., Song, Y.-L., Wang, Y., and Zhang, Z. (2019b). Beam quality improvement of coherent beam combining by gradient power distribution hexagonal tiled-aperture large laser array. *Optical Engineering*, 58(6) :066105. [174](#)
- [Wang and Si, 2009] Wang, J. and Si, L. (2009). Phase noise characteristic of an yb-doped fiber amplifier predicted from structure function. In *2009 Conference on Lasers & Electro Optics & The Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics*, 2009 Conference on Lasers & Electro Optics & The Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics, pages 1–2. [14](#), [171](#)
- [Wang et al., 2012] Wang, X., Fu, Q., Shen, F., and Rao, C. (2012). Piston and tilt cophasing of segmented laser array using shack-hartmann sensor. *Optics Express*, 20(4) :4663–4674. [26](#), [27](#)
- [Wang and Shen, 2010] Wang, X. and Shen, F. (2010). Application of dbpip to phase errors detection in coherent beam combination. volume 7656 of *Proc.SPIE*. [26](#), [27](#)
- [Wellmann et al., 2021] Wellmann, F., Bode, N., Wessels, P., Overmeyer, L., Neumann, J., Willke, B., and Kracht, D. (2021). Low noise 400 w coherently combined single frequency laser beam for next generation gravitational wave detectors. *Optics Express*, 29(7) :10140–10149. [1](#)
- [Weyrauch et al., 2016] Weyrauch, T., Vorontsov, M., Mangano, J., Ovchinnikov, V., Bricker, D., Polnau, E., and Rostov, A. (2016). Deep turbulence effects mitigation with coherent combining of 21 laser beams over 7  km. *Optics Letters*, 41(4) :840–843. [20](#), [201](#)
- [Weyrauch et al., 2001] Weyrauch, T., Vorontsov, M. A., Bifano, T. G., Hammer, J. A., Cohen, M., and Cauwenberghs, G. (2001). Microscale adaptive optics : wave-front control with a μ -mirror array and a vlsi stochastic gradient descent controller. *Applied Optics*, 40(24) :4243–4253. [20](#), [147](#), [192](#)

- [Weyrauch et al., 2011] Weyrauch, T., Vorontsov, M. A., Carhart, G. W., Beresnev, L. A., Rostov, A. P., Polnau, E. E., and Liu, J. J. (2011). Experimental demonstration of coherent beam combining over a 7 km propagation path. *Optics Letters*, 36(22) :4455–4457. [20](#), [200](#)
- [Wu et al., 2021] Wu, X. Z., Gong, Z., Shou, Y. R., Tang, Y. H., Yu, J. Q., Mourou, G., and Yan, X. Q. (2021). Efficiency enhancement of ion acceleration from thin target irradiated by multi-pw few-cycle laser pulses. *Physics of Plasmas*, 28(2) :023102. [1](#)
- [Yasukazu et al., 2008] Yasukazu, I., Noriaki, M., Junji, K., and Koichi, Y. (2008). High power lasers and their new applications. *Journal of the Optical Society of Korea*, 12(3) :178–185. [2](#)
- [Youngchan et al., 2021] Youngchan, K., Youngsun, Y., Hansol, K., Hanbyul, C., Jaedeok, P., Yunjin, C., Jeongkyun, N., Joochan, Y., Hyungu, K., Minsu, Y., Kyuhong, C., Young-Chul, N., Yoonchan, J., Hyuk-Jae, L., Bong-Ahn, Y., Dong-Il, Y., and Changsu, J. (2021). 3-channel tiled-aperture coherent-beam-combining system based on target-in-the-loop monitoring and spgd algorithm. *Korean Journal of Optics and Photonics*, 32 :1–8. [192](#), [200](#)
- [Yu et al., 2012] Yu, A. W., Krainak, M. A., Stephen, M. A., Chen, J. R., Coyle, B., Numata, K., Camp, J. B., Abshire, J. B., Allan, G. R., Li, S. X., and Riris, H. (2012). Fiber lasers and amplifiers for space-based science and exploration. volume 8237 of *Proc.SPIE*. [1](#)
- [Yu et al., 2020] Yu, T., Xia, H., Xie, W., Xiao, G., and Li, H. (2020). The generation and verification of besell-gaussian beam based on coherent beam combining. *Results in Physics*, 16 :102872. [8](#)
- [Zamkotsian et al., 2008] Zamkotsian, F., Grassi, E., Waldis, S., Barette, R., Lanzoni, P., Fabron, C., Noell, W., and de Rooij, N. (2008). Interferometric characterization of moems devices in cryogenic environment for astronomical instrumentation. volume 6884 of *Proc.SPIE*. [84](#)
- [Zamkotsian et al., 2017] Zamkotsian, F., Lanzoni, P., Barette, R., Helmbrecht, M., Marchis, F., and Teichman, A. (2017). Operation of a moems deformable mirror in cryo : Challenges and results. [82](#), [84](#)
- [Zernike, 1934] Zernike, F. (1934). Beugungstheorie des schneidenver-fahrens und seiner verbesserten form, der phasenkontrastmethode. *Physica*, 1(7) :689–704. [65](#)
- [Zernike, 1942] Zernike, F. (1942). Phase contrast, a new method for the microscopic observation of transparent objects. *Physica*, 9(7) :686–698. [25](#)
- [Zhi et al., 2019] Zhi, D., Hou, T., Ma, P., Ma, Y., Zhou, P., Tao, R., Wang, X., and Si, L. (2019). Comprehensive investigation on producing high-power orbital angular momentum beams by coherent combining technology. *High Power Laser Science and Engineering*, 7 :e33. [8](#)
- [Zhou et al., 2009a] Zhou, P., Liu, Z., Wang, X., Ma, Y., Ma, H., Xu, X., and Guo, S. (2009a). Coherent beam combining of fiber amplifiers using stochastic parallel gradient descent algorithm and its application. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 15(2) :248–256. [147](#), [192](#)
- [Zhou et al., 2009b] Zhou, P., Ma, Y., Wang, X., Ma, H., Wang, J., Xu, X., and Liu, Z. (2009b). Coherent beam combination of a hexagonal distributed high power fiber amplifier array. *Applied Optics*, 48(33) :6537–6540. [19](#)
- [Zhou et al., 2009c] Zhou, P., Wang, X., Ma, Y., Leng, J., Ma, H., Wang, J., Xu, X., and Liu, Z. (2009c). Phase-locking of rapidly changing phase fluctuations in a strongly pumped fibre

amplifier using a stochastic parallel gradient descent controller. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, 42(19) :195401. [162](#), [169](#), [171](#)

Titre: Interférométrie PISTIL pour le diagnostic de la combinaison cohérente de sources laser fibrées

Mots clés: Interférométrie PISTIL, Surface d'onde segmentée, Combinaison cohérente

Résumé: La combinaison cohérente de sources laser fibrées et amplifiées (CBC) se présente comme une des solutions d'intérêt pour augmenter les puissances crêtes et moyennes des systèmes laser, ainsi que les rendre versatile grâce à de la mise en forme de faisceau. Pour réaliser une telle combinaison, il est nécessaire de connaître et de contrôler au moins le piston de phase de chaque faisceau. Pour gagner en efficacité, il faut aussi contrôler d'autres paramètres tels que les alignements des fibres (tips/tilts) ou les délais d'impulsion dans le cas des faisceaux ultracourts. Dans cette thèse, je propose d'utiliser l'interférométrie PISTIL pour mener un diagnostic de phase de ces systèmes laser CBC. L'interférométrie PISTIL a

été conçue pour mesurer les variations de piston, tip et tilt d'une surface d'onde segmentée composée des N_F faisceaux du champ proche d'un laser CBC. Je développe des principes de propagation des faisceaux dans l'instrument ainsi qu'un traitement des interférogrammes obtenus. Je présente ensuite trois expériences. La première, en laboratoire sur un miroir segmenté, a permis de valider à la fois les fonctions principales et les caractéristiques du concept. Les deux autres sont conduites sur deux lasers CBC, validant la maquette de l'instrument dans deux environnements représentatifs réels (en extérieur et en laboratoire utilisant un laser haute-puissance). Les prototypes PISTIL construits ont ainsi menés les premiers diagnostics de systèmes laser CBC en boucles ouverte et fermée.

Title: PISTIL interferometry for the diagnosis of coherent beam combining of fiber lasers

Keywords: PISTIL interferometry, Segmented wave front, Coherent Beam Combining

Abstract: Coherent beam combining of amplified fiber laser sources (CBC) is one of the solutions of interest to increase the peak and average power of laser systems, as well as to make them versatile through beam shaping. To achieve such a combination, it is necessary to know and control at least the phase piston of each beam. To gain efficiency, it is also necessary to control other parameters such as the fiber alignments (tips/tilts) or the pulse delays with ultrashort beams. In this manuscript, I propose to use the PISTIL interferometry to conduct phase diagnosis of such CBC laser systems. The PISTIL interferometry was designed

to measure the piston, tip and tilt variations of a segmented wave surface composed of N_F near-field beams of a CBC laser. I develop principles of beam propagation in the instrument and a computation of the interferograms. I then present three experiments. The first one, in laboratory on a segmented mirror, allowed to validate both the main functions and the characteristics of the concept. The two others are conducted on two CBC lasers, validating the instrument in two real representative environments (outdoor and laboratory using a high-power laser). The PISTIL prototypes have thus carried out the first diagnoses of CBC laser systems in open and closed loops.